

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*XXI ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2017**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2017

Сборник содержит доклады, представленные на XXI Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2017» (9 – 13 октября 2017 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звёзд» Научного совета «Солнце-Земля».

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

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Австралии, Великобритании, Италии, Финляндии, Украины.

Оргкомитет конференции

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

Члены оргкомитета:

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

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

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

Труды ежегодных Пулковских конференций по физике Солнца, первая из которых состоялась в 1997 году, являются продолжением публикации научных статей по проблемам солнечной активности в бюллетене «Солнечные данные», выходявшем 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 978-5-9651-1103-9

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2017

ЛУННАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ КЛИМАТА В ЭПОХУ ГЛУБОКОГО ПОХОЛОДАНИЯ

Абдусаматов Х.И.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

LUNAR OBSERVATORY FOR CLIMATE RESEARCHES IN THE EPOCH OF DEEP COOLING

Abdussamatov H.I.

Pulkovo observatory, Saint Petersburg, Russia

The Lunar observatory, protected by four patents of the Russian Federation, is a system of two identical special optical telescopes-robots placed along the equatorial zone at a distance from the visible center of the Moon by $\pm(80.9^\circ \pm 0.1^\circ)$. The system will subsequently measure the energies of the solar radiation reflected by the planet in the range $\Delta\lambda = 0.2-4 \mu\text{m}$ and the Earth's own thermal radiation in $\Delta\lambda = 4-50 \mu\text{m}$ and $\Delta\lambda = 8-13 \mu\text{m}$. The system functions as a single telescope at night for during more than 94% of the time of the lunar day. It observes from all angles the entire Earth's surface in the ranges of phase angles α from -170.9° to 0° and from 0° to $+168.8^\circ$ during the period of the synodic lunar month. The Lunar observatory for the first time will allow determining the average annual values of the Bond albedo and the Earth's own thermal radiation, as well as its average annual energy budget with an error of $\approx 0.1\%$. It will also ensure the creation of a new missing, critically needed, fundamental of a base of high-precision data, the magnitude of the average annual energy budget of the planet. Monitoring of variations in outgoing energy in the atmospheric transparency window will allow monitoring the relative contribution of variations in the concentration of greenhouse gases in the atmosphere to climatic changes.

Тренд изменения величины солнечной постоянной квазидвухвекового цикла с ~ 1990 г. принял отрицательные значения с ожидаемым началом фазы глубокого минимума в 2043 ± 11 г. [1, 2]. Земля стала получать меньше солнечной энергии, а как ещё неуспевшая соответственно остыть благодаря термической инерции Мирового океана отдает, и далее в течение всей фазы спада квазидвухвекового цикла будет отдавать бóльшую энергию излучением в космос, чем получает. В результате такого длительного дефицита поступающей солнечной энергии среднегодовой энергетический бюджет Земли как планеты и далее будет отрицательным, что привел к началу остывания планеты. Необходим непрерывный надежный контроль разности между среднегодовыми количествами поступающей на внешние слои атмосферы Земли энергией солнечного излучения и уходящих от планеты обратно в космос суммарных энергий отраженного и рассеянного излучения, определяемой величиной альбедо Бонда, и собственного теплового излучения с погрешностью $\approx 0.1\%$. Поскольку приращение альбедо Бонда на $\Delta A_{BE} = +0.0003$ (0.1%) приведет к снижению температуры на 0.027 К [1]. Такие измерения могут быть осуществлены только с поверхно-

сти Луны в ночное время, когда температура ее поверхности снижается до 100 К. Долговременные репрезентативные данные об изменениях глобальной энергетики земной климатической системы имеют основополагающее значение для исследования закономерностей временной изменчивости климата [1, 3].

Для решения этих важнейших климатических проблем разработан проект «Мониторинг климата Земли с поверхности Луны» (Оптическая обсерватория на поверхности Луны – далее ООЛ), защищенный четырьмя патентами РФ [4–7]. Разработан трехзеркальный специальный оптический телескоп-робот с диаметром главного зеркала 300 мм с выдвижным козырьком (далее – СОТР-300К) с рабочим полем зрения диаметром 132'. Защита оптических элементов СОТР-300К в ночное время от опускающихся вертикально из верхних слоев экзосферы весьма редких частиц лунной пыли обеспечивается выдвижным козырьком [7]. СОТР-300К для защиты его оптических элементов от приповерхностных заряженных частиц лунной пыли устанавливается в центральной зоне чаши, выполненной в виде перевернутого усеченного конуса [4, 6]. Внешние поверхности чаши и входного зрачка, а также поверхность зеркал покрыты электроизолированными электропроводящими оболочками, подключенными к блоку электропитания, расположенному в чаше, имеющими электрический заряд с заданной частотой смены полярности, в частности, и в зависимости от смены дня и ночи.

ООЛ представляет собой систему двух одинаковых СОТР-300К, функционирующих последовательно в автоматическом режиме как единый телескоп по единой научной программе наблюдений Земли только в лунное ночное время непрерывно в течение более 94% времени лунных суток [5]. Телескопы устанавливаются на высоте более 1000 мм над ровными площадками поверхности Луны вдоль экваториальной зоны на противоположных краях ее лимба, удаленных от ее видимого центра на $80.9^\circ \pm 0.1^\circ$. ООЛ обеспечит наблюдения практически под всеми фазовыми углами и за период суточного вращения Земли будут получены данные излучаемой энергии от всей ее поверхности. Микроболометрическая матрица позволяет вести измерения энергии излучения в различных заданных спектральных диапазонах. Комплексные измерения распределения энергетического потока излучения по всему диску Земли осуществляются системой телескопов в диапазонах $\Delta\lambda = 0.2\text{--}50$ мкм, $\Delta\lambda = 0.2\text{--}4$ мкм и в диапазоне основного окна прозрачности атмосферы $\Delta\lambda = 8\text{--}13$ мкм. Это позволит наиболее надежно определять величины среднегодового энергетического дисбаланса и расходуемой планетой энергию солнечного излучения в эпоху активного спада и грядущего наступления глубокого минимума солнечной постоянной. Мониторинг вариаций энергии в диапазоне $\Delta\lambda = 8\text{--}13$ мкм позволит контролировать временного изменения пропускания атмосферой теплового излучения поверхности Земли в космос и лучше понять относительный

вклад вариации содержания парниковых газов в атмосфере в климатические изменения независимо от физических причин их вариаций. Поскольку с увеличением глобальной концентрации парниковых газов в атмосфере ее пропускание в окне прозрачности уменьшается. Точная величина солнечной постоянной будет получена из результатов измерений других космических экспериментов.

Система телескопов СОТР-300К ведут наблюдения Земли последовательно, однако до и после новолуния будут вести одновременные параллельные наблюдения Земли непрерывно в течение более 30 час. Эти наблюдения используются также и для ежемесячной калибровки измерений оптических телескопов между собой. Наблюдения Земли в области терминатора не проводятся, а входной зрачок закрывается герметичной крышкой. В течение не более 18 час до наступления и не более 24 час после наступления полнолуния оба телескопа становятся неработоспособными (в период, когда видна только ночная и около ночная сторона Земли) из-за их освещения солнечным излучением и нагрева, а также высокого температурного фона вокруг них. Такой, менее 6%, перерыв в наблюдениях Земли только в течение не более 42 час за весь промежуток времени между двумя последовательными полнолуниями – за лунные сутки (Луна совершает полный оборот по отношению к Солнцу за 29.53 земных суток) в период видимости ночной и около ночной стороны Земли имеет ничтожно малую долю энергии. Она может быть надежно определена посредством интерполяции и не внесет практически никакого влияния в точности определения значений альbedo Бонда Земли. ООЛ позволит получать комплекс наиболее точных глобальных климатических параметров, надежно измерять расходуемой планетой поступающей среднегодовой энергии солнечного излучения на внешней границе ее атмосферы и определять относительный вклад вариации концентрации парниковых газов в атмосфере в климатические изменения. При этом основными источниками погрешностей измерений альbedo Бонда являются только определяемые величины поверхностной плотности мощности поступающего на поверхность единичной площадки Луны излучения от Земли I_E [8]

$$I_E = \frac{S_{\odot}}{R_{ES}^2} A_{gE} f_E(\alpha) \frac{R_E^2}{R_{EM}^2}, \quad (1)$$

где R_E – радиус Земли, R_{ES} , R_{EM} – расстояния между Землей и Солнцем, Землей и Луной в а.е., соответственно, и солнечной постоянной S_{\odot} .

Научная аппаратура (НА) комплекса СОТР-300К полностью автоматизирована. Масса одного комплекса НА СОТР-300К с облегченными зеркалами с пылезащитной чашей без солнечных батарей и аккумуляторов – около 100 кг, а габариты – менее 1500×1500×1500 мм. Требуемая электрическая мощность – не более 100 Вт. Слежение за Землей телескопом в рабочем режиме будет осуществляться ступенчато интервалом через каждые 6–16 час.

ООЛ в течение периода, существенно превосходящего 11-летнего солнечного цикла, обеспечит определения среднегодовых величин альbedo Бонда и собственного теплового излучения Земли и на их основе энергетического бюджета планеты с погрешностью $\approx 0.1\%$, что практически на порядок точнее, чем погрешности измерений этих параметров любым орбитальным космическим аппаратом (КА). Непрерывные измерения комплекса глобальных климатических параметров Земли ООЛ, особенно величины и направления изменения среднегодового энергетического дисбаланса Земли и накапливаемого ею ежегодно в Мировом океане избытка или дефицита энергии в течение периода времени, существенно превосходящего 11-летнего солнечного цикла, позволяет определять их зависимость от циклических вариаций солнечной постоянной. Полученная зависимость является надежным индикатором определения соответствующих изменений величины отклонения среднегодового энергетического бюджета Земли от равновесного состояния в течение всего периода высокоточных измерений солнечной постоянной серией КА с 1978 г. Их сопоставление с соответствующими изменениями климата за весь период с 1978 г. позволит определять физические механизмы формирования, физические причины и закономерности изменений климата нашей планеты и разработать наиболее надежные методы его прогнозирования. Итак, долговременно получаемые важнейшие высокоточные климатические однородные данные позволяют определять физические механизмы формирования, причины и закономерности изменений климата нашей планеты и разработать наиболее надежные методы его прогнозирования [9].

Литература

1. *Abdussamatov H.I.* The new Little Ice Age has started, Chapter 17 in *Evidence-Based Climate Science*, 2ed. D.J. Easterbrook (Ed.). Published by Elsevier. 2016, pp. 307–328.
2. *Nils-Axel M.* The approaching new Grand solar minimum and Little Ice Age climate conditions // *Natural Science*, 2015. Vol. 7, pp. 510–518.
3. *Stephens G.L., Li J. et al.* An update on Earth's energy balance in light of the latest global observations // *Nature Geoscience*. 2012. Vol. 5, pp. 691, doi:10.1038/ngeo1580
4. *Абдусаматов Х.И.* Оптический телескоп // Патент № 2613048. 2017.
5. *Абдусаматов Х.И.* Способ исследования изменений климата Земли и система для его осуществления // Патент № 2591263. 2016.
6. *Абдусаматов Х.И.* Устройство для защиты оптического телескопа от заряженной лунной пыли // Патент № 164303. 2016.
7. *Абдусаматов Х.И.* Оптический телескоп // Патент № 155044. 2015.
8. *Qiu J., Goode P.R. et al.* Earthshine and the Earth's albedo: 1. Earthshine observations and measurements of the lunar phase function for accurate measurements of the Earth's Bond albedo // *J. Geophys. Res.*, 2003, Vol. 108, No. D22, pp. 4709.
9. *Абдусаматов Х.И.* Лунная обсерватория для исследований климата Земли в эпоху глубокого похолодания – СПб: Наука, 2017. – 128 с.

МОНИТОРИНГ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО БЮДЖЕТА ЗЕМЛИ ЛУННОЙ ОБСЕРВАТОРИЕЙ И ОРБИТАЛЬНЫМИ КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ

Абдусаматов Х.И.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

MONITORING OF THE ENERGY BUDGET OF THE EARTH BY THE LUNAR OBSERVATORY AND ORBITAL SPACECRAFTS

Abdussamatov H.I.

Pulkovo observatory, Saint Petersburg, Russia

It is necessary to measure the average annual energy imbalance of the planet with an error of 0.1%. Measured by the geostationary satellite of the outgoing energies of the reflected and intrinsic thermal radiation of the planet comes from the limited volume of the surface-atmosphere system, which has the form of a truncated cone. Even 14 satellites uniformly distributed along the equator in the geostationary orbit are capable of providing surface coverage only up to latitudes of $\pm 78^\circ$. Similar measurements by the solar-synchronous satellite are carried out when the solar radiation falls on the surface at practically the same fixed angle. The error of these methods is at the level of 1%. The spacecraft at the Lagrangian point L1 of the Sun-Earth system can observe the entire surface of the planet only at a phase angle $\alpha = 0^\circ$ and only in periods when the Moon does not cover the Earth's disk. In the Lunar observatory the system of two optical telescopes-robot, functioning as a single telescope sequentially will observe from all angles entire Earth's surface in virtually all ranges of phase angles continuously at night for over 94% of the time of lunar days. Determined by the Lunar observatory a quantity albedo Bond, the thermal radiation and the Earth energy budget will be almost an order of magnitude more accurate than any defined by orbital spacecrafts.

Земной климат зависит от чрезвычайно сложного комплекса процессов, на которые в свою очередь влияют различные, в основном астрономические и геофизические факторы. Среди них основным и преобладающим является солнечный фактор, который управляет климатической системой. Энергетический бюджет Земли как планеты определяется среднегодовой разностью между удельными мощностями поступающего во внешние слои атмосферы солнечного излучения и уходящих с этого уровня в космос во все направления отраженной и рассеянной всей сферической системой поверхность-атмосфера его доли, определяемой величиной альbedo Бонда, а также исходящего собственного теплового излучения планеты [1, 2]:

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

где E – удельная мощность изменения теплосодержания планеты, S_{\odot} – солнечная постоянная, ΔS_{\odot} – приращение солнечной постоянной, A_{BE} – альbedo Бонда планеты, ΔA_{BE} – приращение альbedo Бонда планеты, ε – излучательная способность (степень черноты) системы подстилающая по-

верхность-атмосфера, σ – постоянная Стефана-Больцмана, T_p – термодинамическая планетарная температура, ΔT_p – приращение планетарной термодинамической температуры. Альbedo Бонда определяет как величину всей потерянной Землей доли поступившей солнечной энергии, так и величину поглощенной планетой остальной части солнечной энергии. Альbedo Бонда Земли связано с геометрическим альbedo A_{gE} соотношением [3]

$$A_{BE} = QA_{gE}, \quad (2)$$

где Q – фазовый интеграл, определяемый как

$$Q = \int_{-\pi}^{\pi} f(\alpha) |\sin \alpha| d\alpha, \quad (3)$$

где $f(\alpha)$ – фазовая функция под углом α . Фазовая функция (отношение наблюдаемой КА освещённости, создаваемой планетой в данном направлении α , к создаваемой в сторону Солнца $\alpha = 0^\circ$), меняющаяся на всем диапазоне фазовых углов α от -180° до $+180^\circ$, принимающая значение от 0 до 1, выражающая коэффициент с которым изменяется интенсивность отраженного и рассеянного от всей сферической системы поверхность-атмосфера солнечного излучения обратно в космическое пространство в зависимости от фазового угла α . Нормировка выбирается так, чтобы при фазовом угле $\alpha = 0^\circ$ (полностью освещенная полусфера Земли) фазовая функция достигала максимального значения 1. Точная величина солнечной постоянной будет получена из результатов измерений других космических экспериментов. Приращение эффективной температуры Земли (ΔT_e), возникающего под воздействием приращений солнечной постоянной (ΔS_\odot) и альbedo Бонда Земли (ΔA_{BE}), определяется как [1]:

$$\Delta T_e = \frac{\Delta S_\odot (1 - A_{BE} - \Delta A_{BE}) - \Delta A_{BE} S_\odot}{16\sigma T_e^3}. \quad (4)$$

При неизменности солнечной постоянной получим

$$\Delta T_e = -91 \Delta A_{BE}. \quad (5)$$

Приращение альbedo Бонда на $\Delta A_{BE} = +0.0003$ (0.1%) приведет к снижению $\Delta T_e \approx -0.027$ К, что эквивалентно снижению солнечной постоянной на $\Delta S_\odot = -0.58$ Вт/м² (~0.04%). Поэтому крайне важно измерить составляющие энергетического бюджета планеты с погрешностью порядка 0.1%.

Величина среднегодового энергетического бюджета планеты может быть определена при помощи приборов, устанавливаемых как на орбитальных КА на геостационарной [4], солнечно-синхронной [5–6] и точке Лагранжа L1 системы Солнце-Земля орбитах [7], так и при помощи системы двух оптических телескопов-роботов Лунной обсерватории [1, 2]. Проведем сравнительный анализ погрешности этих измерений.

Измерения приборами геостационарных спутников. Даже 14 или любое большее количества геостационарных спутников на высоте 35786 км способны обеспечить фактического покрытия поверхности Земли только до широт $\pm 78^\circ$. Поэтому необходимо построить теоретические модели для

учета излучения, отраженного от невидимого КА полярного края земного диска $\pm(78^\circ-90^\circ)$. Измерения 14 геостационарными спутниками ежемесячно с высокой точностью должны быть калиброваны между собой, что практически недостижимо. С геостационарного КА линейный угол обзора нижележащих слоев системы поверхность-атмосфера равен $\sim 17^\circ$ и фактически представляет собой форму конуса. При этом очевидно, что регистрируемая КА, ориентированного в надир, информация исходит от значимо большей излучающей площади на уровне поверхности, чем от излучающей площади вышележащих слоев атмосферы. Итак, 14 и более геостационарные спутники в принципе не могут обеспечить высокоточного (с погрешностью порядка 0.1%) определения величины среднегодового энергетического бюджета Земли.

Измерения приборами солнечно-синхронных спутников. Спутники на солнечно-синхронной орбите проходят над любой точкой поверхности при приблизительно одинаковом угле ее освещения. Поэтому используется теоретическая модель, которая описывает распределение интенсивности отраженного и рассеянного излучения в космос во все остальные направления. Требуется почти сутки для полного обзора всей поверхности с последующим «сшиванием» полосы локальных измерений. Подобная практика используется при определении альbedo Бонда планеты с помощью приборов КА, таких как CERES [6]. Погрешности этих измерений оцениваются либо качественно, либо на уровне около 1% [5, 8].

Измерения КА в точке Лагранжа L1 системы Солнце-Земля. Все КА в точке Лагранжа L1 системы Солнце-Земля наблюдают всю поверхность планеты только в одном и том же фазовом угле $\alpha = 0^\circ$ и только в периодах, когда Луна не закрывает собой земной диск [7]. Это позволяет за период суточного вращения Земли провести прямые измерения удельной мощности собственного теплового излучения, а также отраженного планетой солнечного излучения со всей поверхности Земли только в одном направлении, что позволит определять только значения геометрического альbedo, когда Луна не закрывает собой земной диск. Следовательно, КА в точке Лагранжа L1 системы Солнце-Земля не позволит с высокой точностью определять величину фазовой функции под всеми возможными углами α . Все орбитальные КА не могут получать длительные ряды однородных высокоточных репрезентативных данных.

Измерения системой двух телескопов-роботов Лунной обсерватории. Система двух одинаковых специальных оптических телескопов-роботов с $\varnothing_{\text{гл.з}} 300$ мм (СОТР-300К) рабочим полем зрения $\varnothing 132'$ в защитной от заряженных частиц лунной пыли чаше устанавливаются на высоте более 1000 мм над ровной площадкой экваториальной зоны Луны на удалении $\pm(80.9^\circ \pm 0.1^\circ)$ от видимого центра Луны [1–2]. Система двух телескопов-роботов Лунной обсерватории защищена 4 патентами РФ №№ 2613048, 2591263, 164303 и 155044. СОТР-300К последовательно осуществляют мони-

торинг энергий в спектральных полосах $\Delta\lambda = 0.2\text{--}4$ мкм, $\Delta\lambda = 4\text{--}50$ мкм и окна прозрачности атмосферы $\Delta\lambda = 8\text{--}13$ мкм, а также в 10 полосах диапазона $\Delta\lambda = 0.3\text{--}3$ мкм для изучения физических и оптических характеристик атмосферы и поверхности Земли. Значения солнечной постоянной будут получены из результатов измерений других КЭ. СОТР-300К последовательно будут обозревать со всех ракурсов всю земную поверхность в диапазонах фазовых углов α от -170.9° до 0° и от 0° до $+168.8^\circ$ за период синодического лунного месяца. Поток в СОТР-300К $3.8 \cdot 10^{-3}$ Вт обеспечит болометрические измерения при чувствительности элементов микроболометрической матрицы $25 \cdot 10^{-12}$ Вт. Результатом проведенных во всем диапазоне фазовых углов измерений станет значение фазовой функции Земли, умноженной на геометрическое альbedo

$$A_{gE}f_E(\alpha) = I_E \frac{R_{ES}^2}{S_\odot} \frac{R_{EM}^2}{R_E^2}, \quad (6)$$

где R_E – радиус Земли, R_{ES} , R_{EM} – расстояния между Землей и Солнцем, Землей и Луной в а.е., соответственно. В данной формуле (6) источниками погрешности измерений являются только величины I_E и S_\odot . Измеренные значения произведения геометрического альbedo и ее фазовой функции позволят вычислить альbedo Бонда Земли, а также величину ее среднегодового энергетического бюджета с погрешностью порядка 0.1%.

Таким образом, определяемые Лунной обсерваторией среднегодовые величины альbedo Бонда и собственного теплового излучения и на их основе энергетического бюджета планеты будут практически на порядок точнее, чем определяемые любым орбитальным КА.

Литература

1. *Abdussamatov H.I.* The new Little Ice Age has started, Chapter 17 in *Evidence-Based Climate Science*, 2ed. D.J. Easterbrook (Ed.). Published by Elsevier. 2016, pp. 307–328.
2. *Абдусаматов Х.И.* Лунная обсерватория для исследований отклонения энергетического баланса Земли от равновесного состояния и причин климатических изменений // Исслед. Земли из космоса. 2016, № 5, С. 79–88.
3. *Exoplanets / Seager S.* (ed.) University of Arizona Press, 2010. P. 425. – 526 p.
4. *Harries J.E., Russell J.E. et al.* The Geostationary Earth Radiation Budget (GERB) Project // 2005. Amer. Meteorol. Soc. 2005. Vol. 86, pp. 945–960.
5. *Loeb, N. G., F. Parol, J. C. Buriez, C. Vanbauce, and Coauthors* Toward optimal closure of the Earth’s top-of-atmosphere radiation budget // J. Climate, 2009. Vol. 22, pp. 748–766.
6. *Wielicki B.A., Barkstrom B.R., Harrison E.F., Lee III R.B., Smith G.L., Cooper J.E.* Clouds and the Earth’s radiant energy system (CERES): an Earth observing system experiment // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996. Vol. 77, pp. 853–868.
7. *DSCOVR // Deep space climate observatory.* 2017
<https://www.nasa.gov/feature/goddard/from-a-million-miles-away-nasa-camera-shows-moon-crossing-face-of-earth>
8. *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.

ДИСПЕРСИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА ПО ПОВЕРХНОСТИ СОЛНЦА

Абраменко В.И.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

DISPERSION OF THE MAGNETIC FLUX OVER THE SOLAR SURFACE

Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Magnetograms acquired by Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamic Observatory (SDO) were utilized to explore the magnetic flux dispersion in the undisturbed solar photosphere. Two areas, a coronal hole area (CH) and an area of supergranulation pattern, SG, were analyzed. We explored the displacement and separation spectra and the behavior of the turbulent diffusion coefficient, K . The displacement and separation spectra are turned to be very similar to each other. Small magnetic elements in both CH and SG areas disperse in the same way and they are more mobile than the large elements. The regime of super-diffusivity is found for small elements (with the spectral index γ of 1.3 and K growing from ~ 100 to ~ 300 $\text{km}^2 \text{s}^{-1}$). Large elements in the CH area are scanty and show super-diffusion with $\gamma \approx 1.2$ and $K = (62-96) \text{ km}^2 \text{s}^{-1}$ on rather narrow range of 500–2200 km. Comparison of our results with the previously published shows that there is a tendency of saturation of the diffusion coefficient on large scales, i.e., the turbulent regime of super-diffusivity is gradually replaced by normal diffusion.

Для исследования режимов турбулентной диффузии магнитного поля в невозмущенных областях солнечной фотосферы, мы использовали данные о продольной составляющей поля, hmi.M_720s, полученные инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) на борту станции Solar Dynamic Observatory (SDO). Были исследованы две зоны: зона внутри корональной дыры (CH area, 03.01.2016/17:12 UT), рис. 1(слева) и зона в замкнутых магнитных полях, хорошо представляющая супер-грануляционную сетку (SG area, 01.12.2015/08:36 UT.), рис. 1 (справа). Размер поля 320 угловых секунд. Изображения масштабированы от -200 (черное, отрицательная полярность) до 200 (белое, положительная полярность) Mx cm^{-2} .

Для каждой зоны было взято 240 магнитограмм, по 120 в обе стороны от центрального меридиана. Временной интервал исследований перекрывал двое суток. Магнитограммы были совмещены наилучшим образом с использованием быстрого преобразования Фурье. Собственные движения магнитных элементов (трассеров поля) отслеживались, используя разработанный нами ранее feature tracking code [1]. Для каждой зоны было выделено два подмножества магнитных элементов: малые и большие. Малые выделялись по порогу 20 Mx cm^{-2} и имели площадь от 3 до 100 квадратных пикселей (один пиксель составляем 0.5 угловых секунд, или 362.5 км на

поверхности Солнца). Для больших порог составлял 130 Mx cm^{-2} и площадь менялась в пределах 20–400 квадратных пикселей. Для этих четырех наборов данных, мы вычисляли как спектры смещений (по индивидуальным трассерам), так и спектры разлета (по парам трассеров). На спектр смещений влияет как собственно турбулентная диффузия, так и крупномасштабная адвекция. Спектр разлета не подвержен влиянию адвекции.

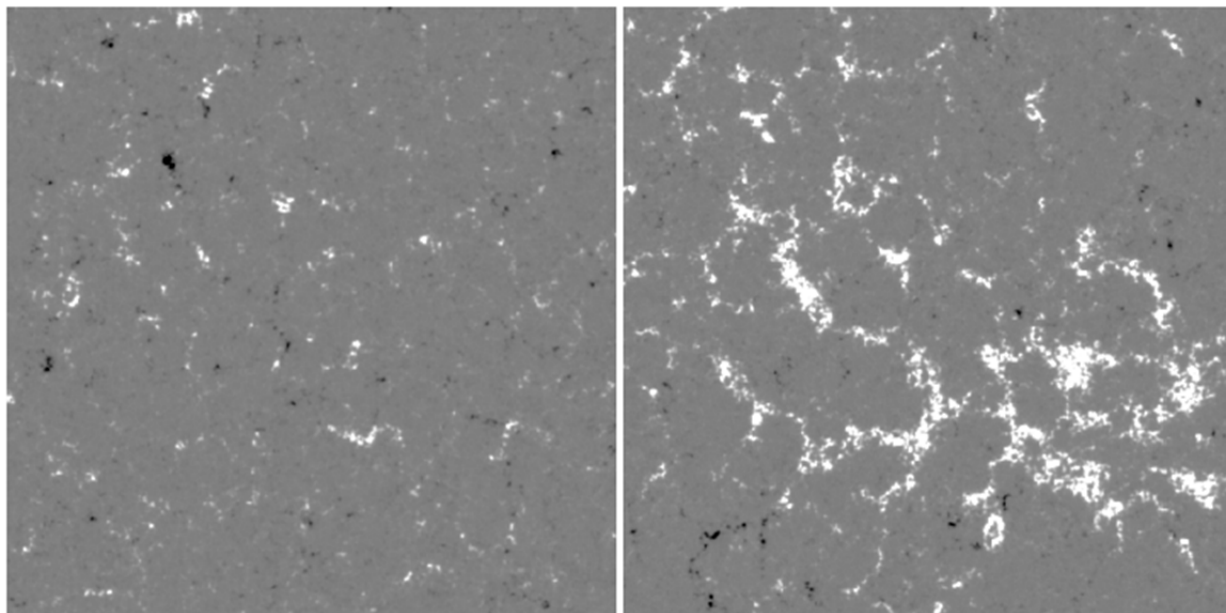


Рис. 1.

Сравнение спектров разлета и спектров смещения (рис. 2) показывает, что они весьма близки. Следовательно, регулярные крупномасштабные скорости не оказывают влияние на диффузию магнитных элементов в невозмущенной фотосфере. Далее мы будем рассматривать только спектры разлета.

Рисунок 3 показывает, что малые элементы диффундируют одинаково в корональной дыре и в зоне супер-грануляции, что согласуется с концепцией о едином механизме их формирования – локальном турбулентном динамо. Большие элементы более подвижны в SG-зоне.

Линейный характер спектров, представленных в двойном логарифмическом масштабе (см. рис. 2, 3), позволяет ([1]) вычислить коэффициенты линейной регрессии, s и наклон γ , и по ним получить коэффициент турбулентной диффузии K как функцию времени τ и функцию величины смещения Δl (рис. 4):

Рисунок 4 показывает, что на всех масштабах коэффициент растет с увеличением масштаба, т.е. имеет место режим супер-диффузии. Однако рост замедляется на больших масштабах, и выход на режим нормальной диффузии ($K \approx \text{const} \approx 500 \text{ км}^2 \text{ сек}^{-1}$) возможен только на довольно больших масштабах.

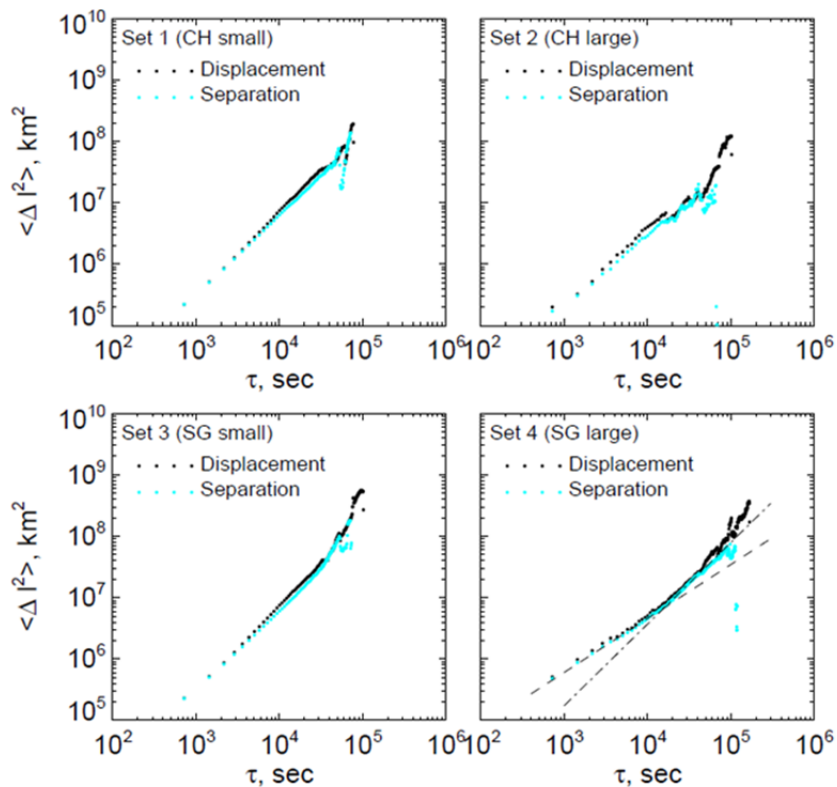


Рис. 2.

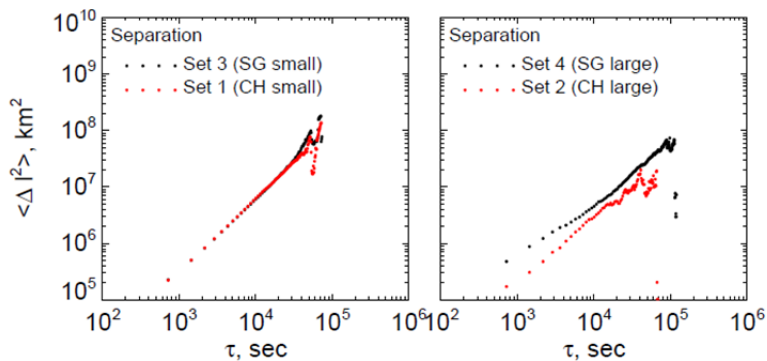


Рис. 3.

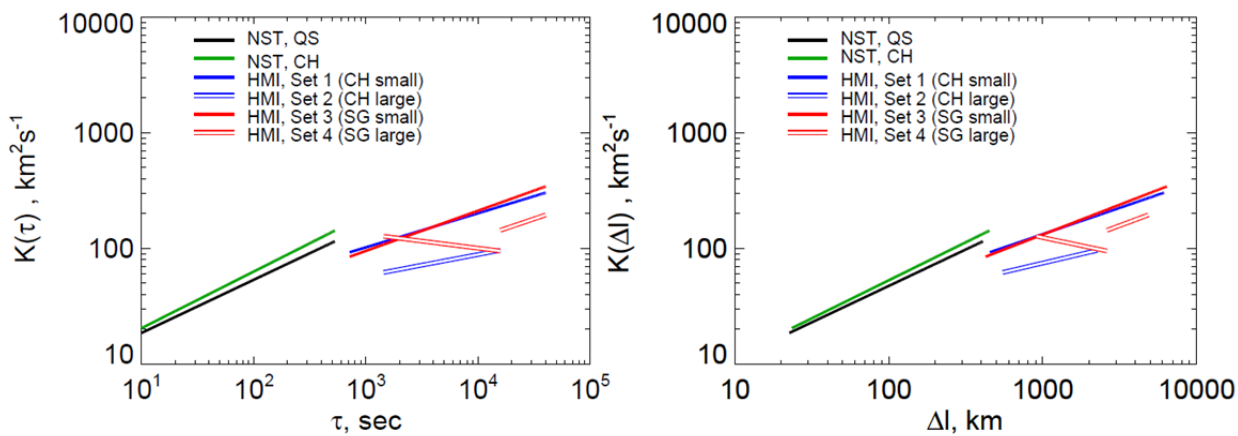


Рис. 4.

Выводы можно сформулировать следующим образом.

1. На масштабах меньше ~ 6000 км адвекция не влияет на диффузию магнитных элементов (следовательно, можно предположить, что они не участвуют в меридиональной циркуляции).

2. Малые магнитные элементы диффундируют одинаково и в корональных дырах, и в закрытых полях (по-видимому, они являются результатом работы повсеместного мелкомасштабного турбулентного динамо).

3. Необходимая для flux transport models [2] величина коэффициента турбулентной диффузии $K \approx 500\text{--}600 \text{ км}^2 \text{ сек}^{-1}$ может иметь место на масштабах порядка 3 дней и 30 000 км, т.е., на масштабах супергранулы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ-грантов 16-02-00221 А, 17-02-00049 и 17-52-53203.

Литература

1. *Abramenko, V.I., Carbone, V., Yurchyshyn, V.B., et al* // *Astrophys. J.*, 2011, v. **743**, p. 133–142.
2. *Wang, Y.-M.; Nash, A.G.; Sheeley, N.R., Jr.* // *Astrophys. J.*, 1989, v. **347**, p. 529–539.

ОСОБЕННОСТИ КОРОТКОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА ПЕРЕД ВСПЫШКОЙ

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

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

FEATURES OF SHORT PERIOD OSCILLATIONS OF MICROWAVE EMISSION OF SOLAR ACTIVE REGION BEFORE THE FLARE

Abramov-Maximov V.E.¹, Bakunina I.A.²

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

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

Context: *We investigate the oscillation parameters in active regions (ARs) in connection with their flare activity.*

Aims: *The aim of this paper is to study short-term oscillations of microwave emission in AR NOAA 12242 on pre-flare phase.*

Methods: *We used the NoRH daily observations. The radio maps of the whole solar disk were synthesized with a cadence of ten seconds and ten seconds averaging. We computed the time series of the maximum brightness temperature over selected FOV and used spectral wavelet analysis of the time series.*

Results: *We found two cases of increase of power of ten-minute oscillations before M-class flares. The observed effect is similar to the previously detected independently by two authors effect for 3-minute oscillations, namely, for 15–20 minutes before radio burst there was increase of the power of 3-minute oscillations. The effect can be interpreted as a relationship between MHD waves propagating along the magnetic flux tube of sunspot and beginning of the flare.*

Квазипериодические колебания (КПК) солнечного радиоизлучения были обнаружены более 40 лет назад [1]. Тогда же были получены первые указания на существование связи параметров КПК со вспышечной активностью [2]. Однако возможности инструментов того времени были ограничены и не позволяли провести детальные исследования для отдельных активных областей.

Новые возможности исследования КПК в микроволновом диапазоне открылись благодаря созданию радиогелиографа Нобеяма (NoRH). С использованием данных наблюдений NoRH были детально исследованы КПК микроволнового излучения с периодами от 2–3 до 100–200 минут [3, 4]. Наиболее сильно проявляются трех- и пятиминутные колебания микроволнового излучения, которые давно хорошо известны из оптических наблюдений.

В работе [5] по данным NoRH была показана связь между трехминутными колебаниями микроволнового излучения солнечных пятен и квазипериодическими пульсациями радиоизлучения во вспышках. Было найдено два случая возрастания мощности трехминутных колебаний микроволнового излучения перед вспышками. Колебания микроволнового излучения были проинтерпретированы как проявление медленных магнитозвуковых волн. Аналогичное событие было показано в работе [6]. В одной из исследуемых АО (NOAA 10139) мощные трехминутные колебания микроволнового излучения начинаются за 15–20 минут до радиовсплеска. Кроме того, в работе [6] были проанализированы колебания микроволнового излучения нескольких вспышечно-продуктивных АО, и показано, что в результате вспышки характер КПК значительно изменяется. Напротив, в АО, в которых не было вспышек, характер КПК был стабильным. Цель данной работы – продолжить исследования связи КПК со вспышечной активностью, в частности, по поиску предвестников вспышек, например, усиления КПК перед вспышками.

В данной работе мы использовали ежедневные наблюдения Солнца на частоте 17 ГГц, выполненные на NoRH. Синтезирование полных изображений Солнца в интенсивности и круговой поляризации (параметры Стокса I и V) выполнялось с шагом по времени 10 сек и временем усреднения также 10 сек. Для обработки синтезированных радиоизображений Солнца использовалась разработанная авторами методика, включающая следующие основные этапы: интерактивное выделение фрагмента изображения (field-of view- FOV) с исследуемым источником на одном из изображений, вычисление положения FOV на всех остальных изображениях с учетом вращения Солнца, выделение FOV на всех изображениях, вычисление максимальной яркостной температуры на каждом FOV и построение временного профиля, вейвлет-анализ полученных временных профилей. Для вейвлет-анализа использовался вейвлет Морле 6-го порядка. Для вычитания тренда использовался полином 4-го порядка.

В данной работе анализируется радиоизлучение АО 12242 перед вспышками M1.5 (начало 00:55UT, максимум 01:00, конец 02:13) и M8.7 (начало 04:23UT, максимум 04:42, конец 06:38) 17 декабря 2014 г., когда рассматриваемая АО находилась вблизи центрального меридиана.

На рис. 1 и 2 на левых панелях приведены фрагменты временных профилей радиоизлучения (круговая поляризация (параметр Стокса V) на частоте 17 ГГц) одной из выбранных FOV АО NOAA 12242, на рис.1 для вспышки M1.5, на рис. 2 для вспышки M8.7. Горизонтальная ось – время UT (в минутах), вертикальная ось – условные единицы. Вертикальными прерывистыми линиями показаны моменты, начиная с которых усиливаются колебания микроволнового излучения. На правых панелях показаны соответствующие вейвлет-спектры. Горизонтальная ось – время UT (в минутах), вертикальная – периоды колебаний. Сплошной кривой изображены

временные профили. Для обоих случаев видно изменение характера временных профилей за 40–60 минут перед вспышками. Примерно за 60 минут перед большой (к большим вспышкам можно отнести вспышки класса M5 и выше) вспышкой M8.7 становятся четко выраженными колебания с периодом около 10 минут. В случае с более слабой вспышкой M1.5 колебания радиоизлучения перед вспышкой не так ярко выражены. Однако, видно, что характер временного профиля заметно изменяется примерно за 40 минут перед вспышкой, и в нем можно выделить колебания с периодом немного больше 10 минут.

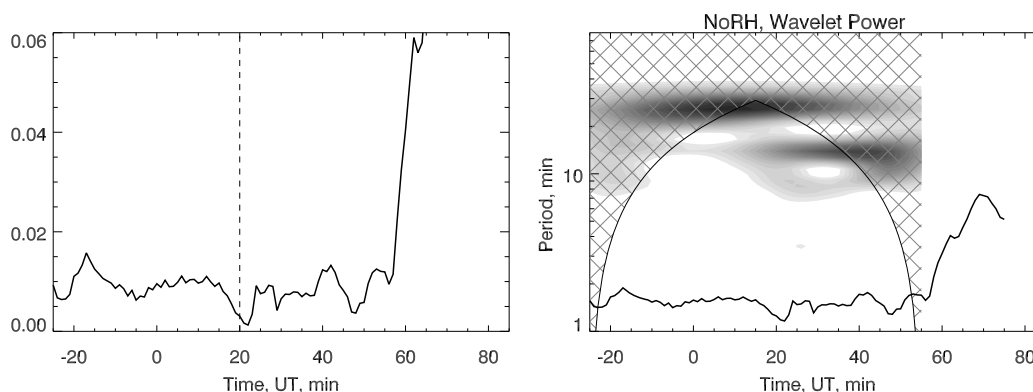


Рис. 1.

Отметим одну похожую деталь в событии, представляемом в данной работе, и показанном в [6] для NOAA 10139. Хотя периоды колебаний в этих событиях разные, 10 минут в случае для вспышки M8.7 NOAA 12242 17 декабря 2014 г. и 3 минуты для всплеска в NOAA 10139 7 октября 2002 г., длительность цугов колебаний перед вспышками в периодах колебаний примерно одинакова в обоих случаях. В случае 17 декабря 2014 г. цуг состоит из 6 колебаний, в случае 7 октября 2002 г. – из 7 колебаний.

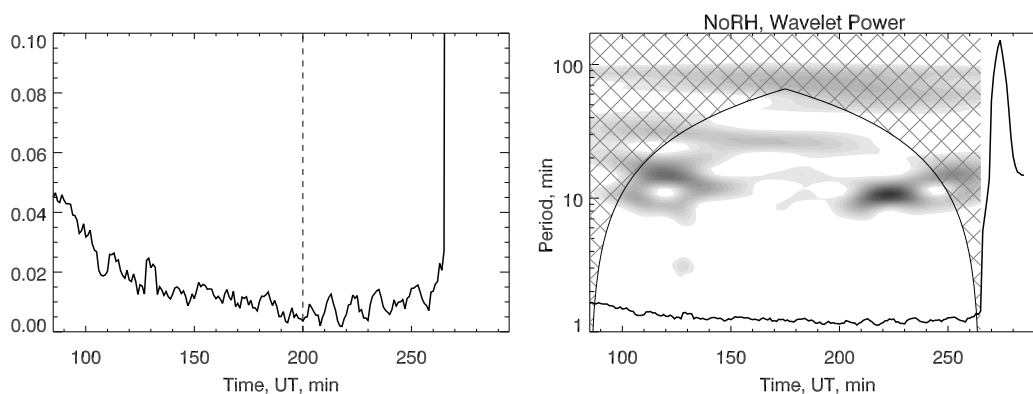


Рис. 2.

Таким образом, проанализирован еще один случай, подтверждающий наличие связи между характером колебаний микроволнового излучения АО и вспышечной активностью. Выявлены два случая повышения мощно-

сти колебаний микроволнового излучения АО с периодами около 10 минут перед вспышкой. В одном случае, для вспышки большой мощности (M8.7), предвспышечные колебания выражены довольно четко. В другом, для более слабой вспышки (M1.5), колебания выражены слабее, но, тем не менее, изменение характера колебаний перед вспышкой проявляется. Возможно, обнаруженный эффект можно рассматривать как предвестник солнечной вспышки, и исследование подобных событий может как пролить свет на проблему энерговыделения в солнечных вспышках, так и позволит развить новые критерии прогноза вспышек.

Подобные эффекты были найдены ранее для трехминутных колебаний микроволнового излучения также по данным наблюдений на NoRH [5, 6]. Тот факт, что подобное явление обнаружено разными авторами и для событий разной мощности, позволяет предположить, что оно не является единичным, и следует провести специальное исследование по выявлению подобных случаев. Одна из возможных интерпретаций заключатся в том, что МГД волны, распространяющиеся вдоль силовой трубки магнитного поля пятна снизу вверх могут вызывать вспышечные процессы [5]. В работе [5] также предполагается возможность использования таких предвестников для прогностических целей. Конечно, при этом есть некоторые трудности. Во-первых, выявление такого предвестника требует довольно сложной и трудоемкой обработки наблюдательного материала. Во-вторых, эффект проявляется за небольшой интервал времени до вспышки или всплеска. Необходимы дальнейшие исследования.

Основные полученные наблюдательные факты следующие: 1) подтверждается существование связи между спектром короткопериодических колебаний микроволнового излучения активных областей Солнца и вспышечной активностью; 2) выявлен еще один случай усиления короткопериодических колебаний микроволнового излучения активной области перед вспышкой, аналогичный обнаруженным ранее; 3) эффект сильнее выражен для более мощной вспышки; 4) длительности предвспышечных цугов колебаний в периодах колебаний для 10-минутных и 3-минутных колебаний совпадают.

Возможная интерпретация эффекта – связь между МГД волнами, распространяющимися вдоль магнитного поля пятна и вспышечными процессами.

Литература

1. *Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I.* Nature, **229**, 82, 1971.
2. *Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И.* Изв. ВУЗов, Радиофизика, **16**, 747, 1973.
3. *Gelfreikh G.B., Grechnev V.V., Kosugi T., Shibasaki K.* Solar Phys., **185**, 177, 1999.
4. *Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.* Publ. Astr. Soc. Japan **58**, 29, 2006.
5. *Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S.* A&A, **505**, 791, 2009.
6. *Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K.* Solar Phys. **273**, 403, 2011.

**ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
И МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА
ПЕРЕД ВСПЫШКАМИ КЛАССА X ПО НАБЛЮДЕНИЯМ
НА РАТАН-600 И SDO: ОБЗОР СОБЫТИЙ 2011–2017 ГГ.**

**Абрамов-Максимов В.Е.¹, Боровик В.Н.¹, Опейкина Л.В.²,
Тлатов А.Г.¹, Шрамко А.Д.¹, Яснов Л.В.³**

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²САО РАН, Нижний Архыз, Россия

³СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

**EVOLUTION OF MICROWAVE EMISSION AND MAGNETIC FIELD
OF SOLAR ACTIVE REGIONS BEFORE X-FLARES
USING OBSERVATIONS AT RATAN-600 AND SDO:
AN OVERVIEW OF EVENTS OF 2011–2017**

**Abramov-Maximov V.E.¹, Borovik V.N.¹, Opeikina L.V.²,
Tlatov A.G.¹, Shramko A.D.¹, Yasnov L.V.³**

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Special astrophysical observatory RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

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

***Context:** We study solar active regions (ARs) where strong flares occurred to reveal features indicate that a strong flare is about to take place.*

***Aims:** The aim of this paper is to review the investigated events of 2011–2015. We also present the new energetic events of September 2017 with powerful flares.*

***Methods:** We studied microwave emission and magnetic-field characteristics of AR as based on RATAN-600 and SDO/HMI data.*

***Results:** From most of the cases we find two features in ARs on pre-flare phase for 1–3 days before strong flare. 1) Development of a new compact microwave source near the neutral line, which was identified with the place of convergence of fields of opposite polarity. 2) Increase of the total horizontal gradient of the photospheric magnetic field in AR. The flare occurred in 5–20 hours after the moment when the gradient reaches its maximum value.*

Попытки поиска предвестников больших (геоэффективных) вспышек на Солнце по изменениям структуры магнитного поля активных областей (АО) и микроволновому излучению предпринимаются уже несколько десятилетий (см., например, обзор в [3, 5]). Значительный прогресс достигнут в последние годы благодаря новым наблюдательным возможностям, в частности, магнитографическим наблюдениям на космической обсерватории SDO и наблюдениям в микроволновом диапазоне на радиотелескопе РАТАН-600 с использованием нового многооктавного спектрально-поляризационного комплекса высокого разрешения [8].

Авторами был проведен ряд исследований АО, наблюдавшихся в 2011–2017 гг., по одновременному анализу их микроволнового излучения

и магнитографических характеристик. В большинстве рассмотренных эруптивных событий были выявлены признаки, свидетельствующие о подготовке вспышки, которые могут быть использованы для развития методов прогноза больших вспышек. В данной работе дан обзор исследованных событий 2011–2015 гг., а также представлены новые события сентября 2017 г.

Мы рассмотрели практически все АО за период 2011–2017 гг., в которых можно было проследить эволюцию магнитографических характеристик и микроволнового излучения АО за несколько дней до *первой* X-вспышки. Т.е., основным критерием отбора событий была достаточная удаленность АО от лимба. Список основных исследованных АО представлен в таблице 1. В первой колонке дан номер АО, во второй – рентгеновский класс вспышки по GOES, в третьей – дата вспышки, в четвертой – ссылка на публикацию, в которой дан детальный анализ этого события, если результаты уже опубликованы.

Таблица 1.

NOAA	Класс	Дата	Ссылка	NOAA	Класс	Дата	Ссылка
11158	X2.2	15.02.2011	1–3	11890	X1.1	08.11.2013	
11166	X1.5	09.03.2011	1–3	11944	X1.2	07.01.2014	4
11261	M9.3	04.08.2011		12017	X1.0	29.03.2014	5
11263	X6.9	09.08.2011	1–3	12192	X3.1	24.10.2014	4
11283	X2.1	06.09.2011	1–3	12242	X1.8	20.12.2014	6
11515	X1.1	06.07.2012	7	12297	X2.1	11.03.2015	4
11520	X1.4	12.07.2012	2, 3	12673	X9.3	06.09.2017	

Микроволновое излучение АО исследовалось по данным регулярных многоволновых (в диапазоне 1.6–6.0 см) спектрально-поляризационных много-азимутальных наблюдений Солнца, выполненных на радиотелескопе РАТАН-600 с помощью приемного комплекса, описание которого дано в [8]. Размер диаграммы антенны составлял 17"×13' на волне 2.0 см. В исследуемых АО измерялись спектральная плотность потока, яркостная температура и степень круговой поляризации микроволновых источников, отождествляемых с различными частями АО. Магнитографический анализ выполнялся по данным SDO/HMI по методике, изложенной в [11]. Вычислялись потоки магнитного поля, локальные горизонтальные градиенты поля в различных частях АО, а также суммарный градиент и его положение.

На рис. 1 показана эволюция суммарного градиента магнитного поля семи АО, в которых произошли вспышки класса X. Ось абсцисс – время (дни), ось ординат – градиент магнитного поля (условные единицы). Вертикальными линиями показаны моменты вспышек: короткими нежирными линиями – M-вспышки, более длинными жирными линиями – X-вспышки. В рассмотренных случаях за 1–3 дня до большой вспышки регистрируется резкое возрастание суммарного горизонтального градиента магнитного поля и после прохождения максимума – его падение перед вспышкой. Подоб-

ное поведение градиента магнитного поля перед большими вспышками отмечалось в работе [9], выполненной по анализу данных SOHO/MDI. Для двух событий анализ расстояния между областями с противоположной магнитной полярностью вблизи нейтральной линии перед вспышкой показал, что оно первоначально уменьшается одновременно с ростом градиента, достигает минимального значения, затем начинает увеличиваться, и на этой стадии происходит вспышка. Такое поведение описывается моделью магнитного жгута, зажатого между двумя сближающимися магнитными центрами (пятнами) [10].

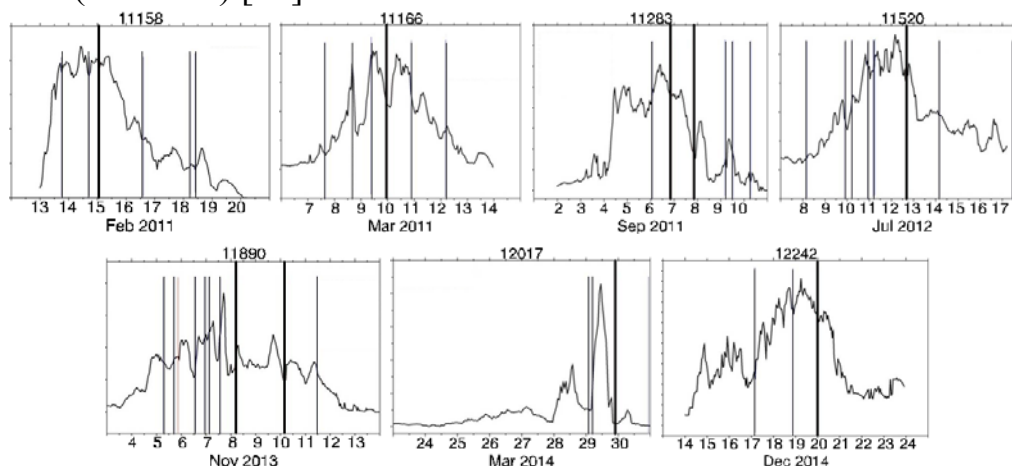


Рис. 1.

Анализ микроволнового излучения показал, что во всех рассмотренных случаях наблюдалось появление и быстрое развитие нового микроволнового источника над нейтральной линией фотосферного магнитного поля (так называемого NLS – neutral line associated source), положение которого совпадало с местом максимального градиента магнитного поля, определенного по магнитографическому анализу, и с положением будущей вспышки. В отдельных случаях интенсивность этого источника и градиент магнитного поля перед вспышкой менялись подобным образом, в одном случае отмечено падение яркости источника после вспышки [5, 6].

Для сравнения была исследована развитая АО 11654, в которой не было больших вспышек. В поведении ее микроволновых и магнитографических характеристик не было обнаружено признаков, выявленных для АО, в которых произошли X-вспышки [3].

Приведем также предварительные результаты исследования АО 12673, в которой в сентябре 2017 произошли самые мощные вспышки 24-го цикла солнечной активности (X9.3 и X8.2). Удачно, что одновременно с ней на Солнце находилась равная по площади АО 12674, в которой было только несколько слабых вспышек C-класса, что позволило использовать ее для сравнительного анализа. На рис. 2а показана эволюция суммарного градиента магнитного поля АО 12673 (в условных единицах). Вертикальные тонкие линии – моменты M-вспышек, сплошные – X-вспышек. В целом, в развитии градиента в АО 12673 проявились те же закономерности, что и в ранее исследованных событиях с большими вспышками. На рис. 2б

представлен градиент магнитного поля для АО 12674, где вертикальными линиями отмечены моменты С-вспышек. Видно, что в АО 12674 в течение нескольких дней не происходило существенного роста градиента. На рис.2с даны интегральные спектры микроволнового излучения обеих АО. Спектры АО 12674 практически не менялись 3-5 сентября. Микроволновое излучение АО 12673 заметно возросло 4.09 (перед вспышками), и спектр стал более крутым, что, возможно, связано с развитием нового микроволнового источника (NLS). К сожалению, АО 12673 имела компактную структуру, и ее невозможно надежно разделить на отдельные компоненты.

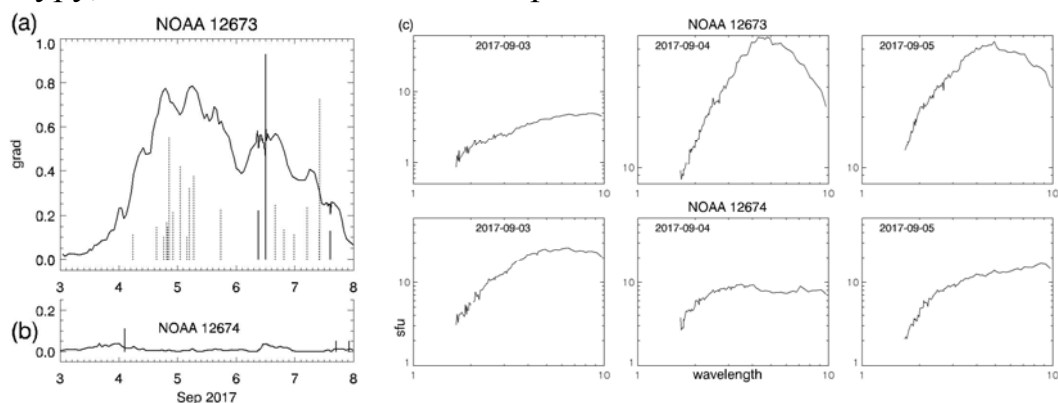


Рис. 2.

Выводы: в подавляющем большинстве исследованных событий 2011–2017 гг. за 1–3 дня до большой вспышки регистрируется резкое возрастание суммарного горизонтального градиента магнитного поля и после прохождения максимума – его падение перед вспышкой. В микроволновом излучении АО регистрируется возникновение и развитие нового микроволнового источника над местом максимального градиента вблизи нейтральной линии магнитного поля АО, изменение интенсивности которого перед вспышкой в ряде событий происходило подобно изменению величины максимального горизонтального градиента магнитного поля. Обнаруженные признаки подготовки большой вспышки могут быть использованы для развития методов ее прогноза.

Литература

1. *Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L. Ge&Ae, 53, No. 8, 989, 2013.*
2. *Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В., Тлатов А.Г. Космические исследования, 52, No. 1, 3, 2014.*
3. *Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A. Solar. Phys., 290, 53, 2015.*
4. *Абрамов-Максимов В.Е. и др. Труды конф. ССЗФ-2015, ГАО РАН, 7, 2015.*
5. *Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A. Ge&Ae, 55, No. 8, 1097, 2015.*
6. *Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A. Ge&Ae, 57, No. 8, 2017.*
7. *Боровик В.Н. и др. Труды конф. ССЗФ-2017 (настоящий сборник), ГАО РАН, 2017.*
8. *Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А. Астрофиз. бюллетень, 66, № 2, с.223, 2011.*
9. *Korsos M.B. et al. Journal of Astrophysics and Astronomy. 36, Issue 1, 111, 2015.*
10. *Соловьев А.А. и др. Труды конф. ССЗФ-2017 (настоящий сборник), ГАО РАН, 2017.*
11. *Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Makarova V.V., Otkidychev P.A. Solar Phys. 289, 1403, 2014.*

**ОТКРЫТИЕ ЯВЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ:
«ДЕПРЕССИЯ ПОЛНОГО ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА
В ПЕРИОДЫ РЕГИСТРАЦИИ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ СКЛ»**

Авакян С.В.^{1,2}, Никольский Г.А.³, Соловьёв А.А.⁴, Гапонов В.А.²

¹*ВНЦ «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова»*

²*Государственный научный центр «ЦНИИ робототехники и технической кибернетики»*

³*Санкт-Петербургский государственный университет*

⁴*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**DISCOVERY OF THE SOLAR ATMOSPHERE PHENOMENON:
«DEPRESSION OF THE TSI AT THE PERIODS OF REGISTRATION
OF RELATIVISTIC PROTONS SOLAR COSMIC RAYS »**

Avakyan S.V.^{1,2}, Nicol'skii G.A.³, Solov'ev A.A.⁴, Gaponov V.A.²

¹*All-Russian Scientific Center "S.I. Vavilov State Optical Institute"*

²*Russian State Scientific Center for Robotics and Technical Cybernetics*

³*Saint-Petersburg State University*

⁴*Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia*

Недавно в ВНЦ ГОИ им. С.И. Вавилова [1] было открыто новое физическое явление в солнечно-земной физике: антикорреляция величины потока СКЛ на уровне земной поверхности – GLE (*Ground Level Events*) и значения TSI. Тем самым найден надёжный критерий появления солнечных космических лучей (СКЛ) релятивистских энергий в пространстве гелиосферы. Явление носит фундаментальный характер для физики Солнца и солнечно-земных связей. Предложено использовать обнаруженную антикорреляцию, в совокупности с данными прямых измерений, для прогнозирования мощных солнечных событий, в том числе для обеспечения безопасности межпланетных космических полётов [2]. Уменьшения (до 0,3%) величины TSI в периоды наблюдения СКЛ-GLE сопровождаются падением потока в самой интенсивной линии EUV-спектра Солнца HeII (30.4 нм) по данным космических экспериментов SOHO/SEM – SDO/SolACES о вариациях потока излучения Солнца [3, 4]. На рис. 1 данные за 1983–2009 гг. по регистрации TSI сопоставлены с событиями прихода к Земле GLE СКЛ. Обнаруживается, что около 85% зарегистрированных событий прихода к Земле релятивистских СКЛ приходятся на спад величины TSI.

Относительно возможного механизма связи СКЛ GLE с депрессией TSI следует отметить, что ещё в [5], при анализе причин высокой вероятности появления высокотемпературных рентгеновских вспышек (по данным мониторинга на КА GOES), в том числе, сопровождающихся генерацией релятивистских протонов, на восточном и западном краях лимба Солнца было сказано ([5] Abstract, с. 109): “The apparently hot flares occur

near the visible limb, which suggests the strong thermal stratification of flare plasmas as demonstrated by over-the limb events even on the visible disk near the limb, the lower, cooler plasmas are somehow partially occulted.” Возможно, именно это даёт депрессию величины TSI (из-за сокращения видимой наблюдателю на орбите Земли (как бы «сбоку», с края) площади факельных полей), и позволяет протонам в слоях разряженной солнечной плазмы лучше разгоняться до релятивистских скоростей и выходить из этой атмосферы (вдоль таких слоёв) с меньшими потерями на поглощение.

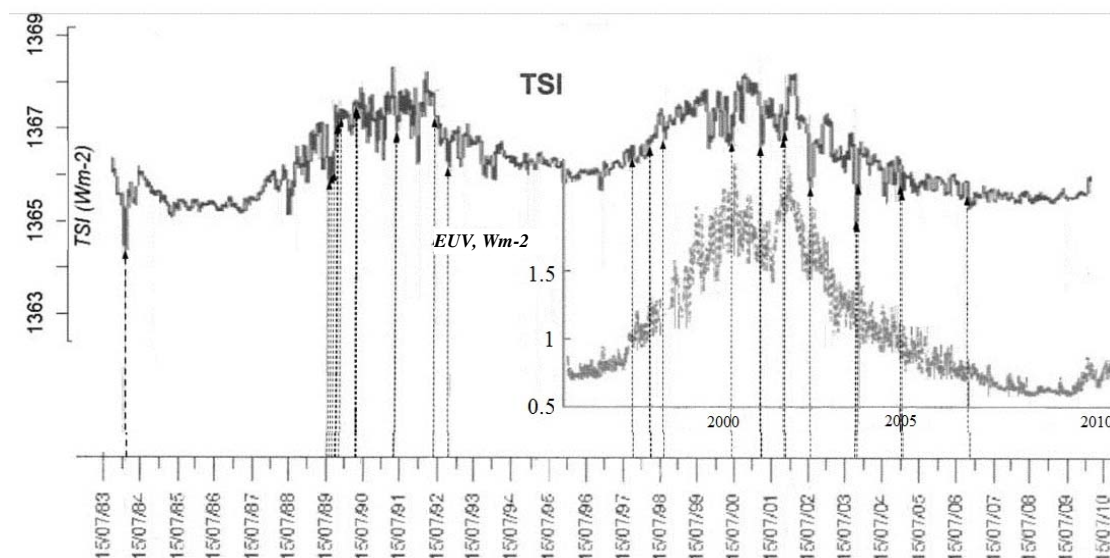


Рис. 1. Total Solar Irradiance (TSI) (месячное усреднение) по [6], EUV – поток излучения диска Солнца в линии 30.4 нм [3, 4]. Вертикальные стрелки – события GLE СКЛ [7].

Литература

1. Авакян С.В., Кавтрев С.С., Гапонов В.А. Солнечный контроль за глобальной облачностью // Материалы IV Всеросс. науч. конф. «Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля состояния природной среды», ВКА им. А.Ф. Можайского, СПб. 2016, С. 162–168.
2. Avakyan S.V., Gaponov V.A., Nicol'skii G.A., Solov'ev A.A., Possibilities of the forecast of generation of the high energy solar protons for the safety of Mars mission // Acta Astronautica, 2017, 135, 1, 187–191.
3. Wieman S., Didkovsky L., Judge D. Resolving Differences in Absolute Irradiance Measurements Between the SOHO/CELIAS/SEM and the SDO/EVE // Solar Phys., 2014, V. 289, P. 2907–2925.
4. Schmidtke G., Avakyan S. V., Berdermann J., et al. Where Goes the Terrestrial Ionospheric Geospheric Research (TIGER) Program do? // Adv. Space Res., 2015, V. 56, P. 1547–1577.
5. Garcia H.A., McIntosh P.S., High-temperature flares observed in broadband soft X-rays // Solar Phys., 1992, V.141, P. 109–126.
6. Fröhlich, C. Total solar irradiance observations // Surveys in Geophys., 2012, V. 33, P. 453–473.
7. Miroshnichenko L.I., E.V. Vashenyuk, J.A. Perez-Pereza, Solar Cosmic rays: 70 years – based observations // Geomagn. Aeronomy, 2013, V. 53. P. 579–600.

ЦИКЛИЧЕСКАЯ АКТИВНОСТЬ ЗАПЯТЕННЫХ ЗВЕЗД VY ARI И IN COM

Алексеев И.Ю.¹, Козлова О.В.¹, Горда С.Ю.²

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

²*Уральский Федеральный университет, Екатеринбург, Россия*

CYCLICAL ACTIVITY OF SPOTTED STARS VY ARI AND IN COM

Alekseev I.Yu.¹, Kozlova O.V.¹, Gorda S.Yu.²

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

²*Urals Federal University, Ekaterinburg, Russia*

We present the long-term UBVRI photometric and H α spectral observations for two active spotted stars on the different evolutionary stages – young PTTS variable VY Ari and fast rotating AGB giant IN Com. Both variables show the cycles of their spot activity with typical times 9–10 years for VY Ari and 21 year for IN Com.

H α profiles of VY Ari are typical for longitude inhomogeneous chromosphere like the solar one, but substantially more dense. The parameters of the pure emission, such as the intensity, the equivalent width EW, the FWHM value, the line width on continuum level W_{em} and the luminosity in H α line correlate with the stellar brightness and maybe show a cyclicity with known for spottedness typical time 9–10 years.

IN Com surrounded by a circumstellar gas disk. Its kinematics and physics parameters are regulated by the activity cycle with a typical time about 21 years. It is observed an intensive stellar wind in the minimum of the stellar brightness. It “inflates” the circumstellar envelope reached the size about two stellar radii ($R^ = 11 R_{\odot}$). In the maximum stellar brightness (the minimum of starspots activity) the stellar wind is decreased and we can see the solid body rotating optical thin longitudinal inhomogeneous hot gas disk with the outer radius about R^* .*

Солнечная активность, включающая в себя холодные пятна на поверхности звезды, эмиссии в линиях бальмеровской серии и НК линиях Ca II, вспышки и корональную активность, встречаются у различных типов звезд, обладающих внешней конвективной оболочкой. В настоящей работе рассматривается циклическая активность двух звезд, обладающих существенно разным эволюционным статусом – это молодая PMS звезда VY Ari и быстро вращающийся одиночный гигант IN Com.

При обсуждении спектральных проявлений циклов активности на звездах обычно рассматривается дублет Ca II НК. В настоящей работе мы впервые представляем анализ многолетних H α наблюдений программных звезд. Такие наблюдения были выполнены на 2.6-метровом телескопе ЗТШ КрАО ($R = 20000$) и на 1.2-метровом телескопе обсерватории УрФУ ($R = 15000$). Спектральные наблюдения сопровождались фотометрическим UBVRI патрулированием на 1.25-метровом телескопе АЗТ-11 КрАО.

Переменная VY Ari – молодая post T Tau хромосферно-активная двойная спектрального класса K3/4 IV-V. Переменная показывает высокий уровень хромосферной и корональной активности и демонстрирует вращательную модуляцию параметров линии H α , связанную с наличием в хромосфере звезды ярких факелов. Фотометрическая переменность VY Ari была открыта в КрАО и активно изучалась различными авторами. Величина полного фотометрического эффекта доходит до 0.^m55 и показывает цикличность с характерным временем около 9–10 лет. В течение цикла изменяется площадь пятен, доходящая до 30% полной поверхности звезды. Пятна холоднее спокойной фотосферы на 1300 К.

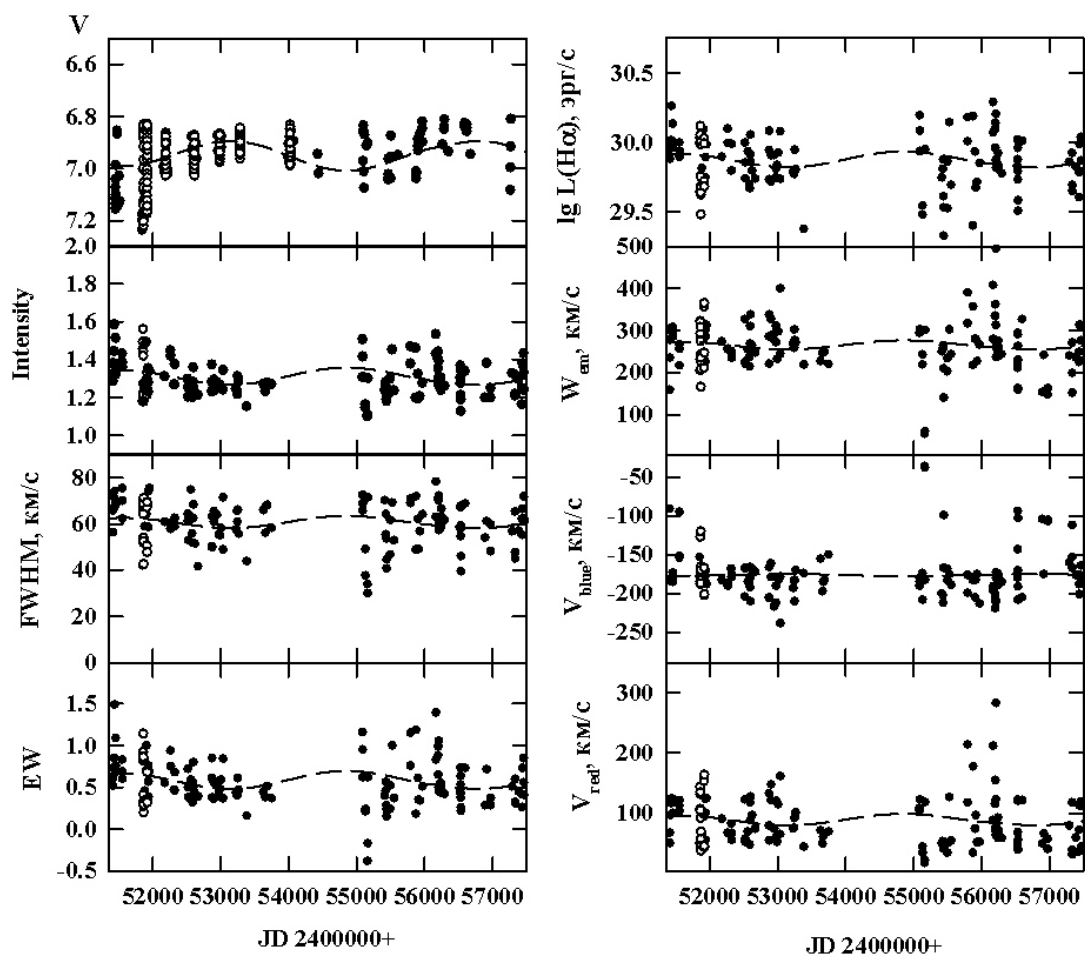


Рис. 1.

Профили линии H α меняются у VY Ari от абсорбционного, причем центральная абсорбция слегка подзалита эмиссией, до эмиссионного ядра с небольшой центральной абсорбцией и широкими эмиссионными крыльями. Характер профиля зависит как от сезона наблюдений, так и от фазы осевого вращения звезды. Такая картина указывает на неоднородную по долготе хромосферу, качественно аналогичную солнечной, но существенно более плотную. Синее крыло линии слегка сильнее красного, что ука-

зывает на слабое истечение вещества хромосферы – ветер со скоростью до ~ 200 км/с. На это указывает и асимметрия профиля чистой эмиссии в линии, который получается вычитанием из наблюдаемого профиля вклада фотосферной абсорбции.

На рисунке 1 мы рассматриваем изменения таких параметров чистой эмиссии, как ее пиковая интенсивность, эквивалентная ширина EW , ширина чистой эмиссии на уровне континуума W_{em} и на уровне половинной интенсивности FWHM, лучевые скорости синего V_{blue} и красного V_{red} крыла линии, а также светимости чистой эмиссии $L(H\alpha)$. Долговременные изменения этих параметров (прежде всего пиковой интенсивности, EW , $L(H\alpha)$ и FWHM) показывают возможную цикличность с характерным временем 9–10 лет, известным из колебаний запятненности звезды, коррелируя с ее блеском.

IN Com – быстровращающийся запятненный G5III/IV гигант. Звезда показывает нетипичную для хромосферно-активных звезд линию $H\alpha$: широкую двухкомпонентную эмиссию, границы которой могут достигать значений ± 400 км/с. Ширина центральной абсорбции составляет около 100 км/с, лучевые скорости эмиссионных компонентов изменяются от ~ 90 до ~ 200 км/с. Здесь источником эмиссии является оптически-тонкий околозвездный горячий газовый диск, подпитываемый звездным ветром. IN Com показывает связанную с пятнами фотометрическую переменность с величиной до $0.^m21$, циклическую с характерным временем около 21 года. В течение цикла изменяется площадь пятен, доходящая до 22% полной поверхности звезды, и положение активных долгот относительно нулевого меридиана. Пятна холоднее спокойной фотосферы на 600 К.

На рисунке 2 мы рассматриваем изменения следующих параметров линии $H\alpha$: интенсивности синего I_{blue} и красного I_{red} пиков эмиссии и их отношение I_{blue}/I_{red} , ширина эмиссионного профиля W_{em} , эквивалентная ширина чистой эмиссии EW и ее светимость $L(H\alpha)$, а также лучевые скорости синего $V(I_{blue})$ и красного $V(I_{red})$ эмиссионных компонентов. Волна, которую описывает на рисунке блеск звезды V , является результатом 21-летнего цикла активности. Начало спектральных наблюдений приходится на минимум блеска, когда запятненность звезды была наибольшей. Параметры эмиссии в значительной мере отражают ход фотометрической переменности. В слабом состоянии блеска наблюдались максимальные значения EW , I_{red} , I_{blue} , W_{em} и $L(H\alpha)$. Тогда же отмечались наибольшие значения лучевой скорости центральной абсорбции, а синий эмиссионный пик был слабее красного. Это служит прямым указанием на присутствие на луче зрения истекающего газа. В более ярком состоянии блеска, когда наступает минимальная фаза цикла активности (2010–2016 годы), мы видим совершенно противоположную картину – минимальные значения интенсивности, ширины эмиссии W_{em} , эквивалентной ширины $EW(H\alpha)$ и светимости чистой эмиссии $L(H\alpha)$. Интенсивности синего I_{blue} и красного I_{red} эмис-

сионных компонентов почти равны, что более характерно не для ветра, а для вращающегося газового диска.

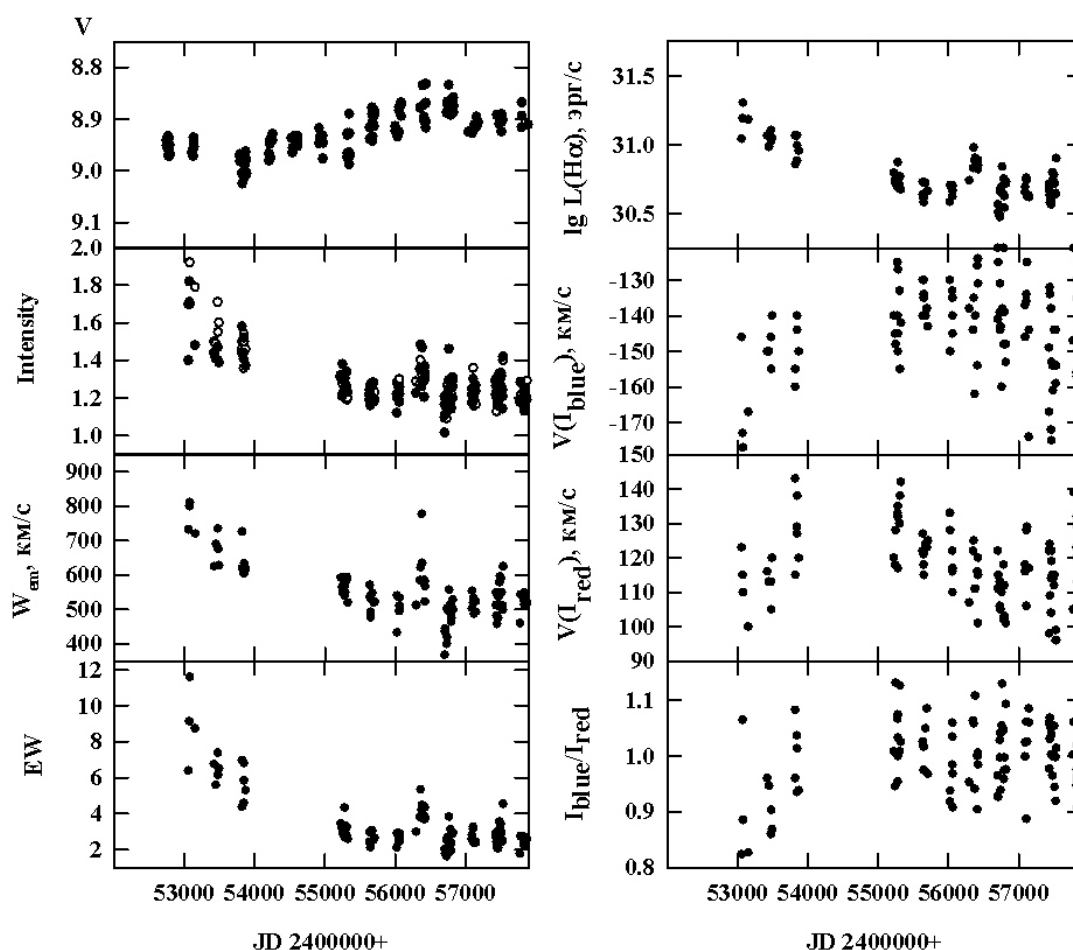


Рис. 2.

Таким образом, IN Com окружена околзвездным газовым диском, кинематика и физика которого регулируется циклом активности с характерным временем около 21 года. В минимуме блеска наблюдается интенсивный звездный ветер, который “надувает” оболочку до радиуса около двух радиусов звезды ($R^* = 11 R_{\odot}$). В ярком состоянии блеска звездный ветер ослабевает и мы видим прежде всего твердотельно вращающийся неоднородный по долготе оптически тонкий горячий диск с внешним радиусом около полутора звездных, в то время как внутренняя граница диска примыкает непосредственно к поверхности звезды.

Работа О.В. Козловой и И.Ю. Алексеева выполнена в рамках проекта “Активность звезд поздних спектральных классов на разных стадиях эволюции” (грант РФФИ 16-02-00689).

ГИГАНТСКАЯ КОРОНАЛЬНАЯ ДЫРА 2015–2017 гг. I. ИЗМЕНЕНИЕ ПЛОЩАДИ И ИНТЕНСИВНОСТИ

Андреева О.А., Малащук В.М., Ахтемов З.С., Жигалкин Р.К.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

GIANT CORONAL HOLE 2015–2017 I. CHANGE OF AREA AND INTENSITY

Andreeva O.A., Malashchuk V. M., Akhtemov Z.S., Zhigalkin R. K.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The variations in characteristics of long-lived (24 carrington rotations(CR)) giant coronal hole (GCH) have been studied in the process of their evolution from the origination to extinction. In the paper we used solar observations in the HeI 1083nm line (TST-2 CrAO RAS), SDO data (AIA, channel at 19.3 nm, HMI, magnetic measurements). The paper presents the results of an analysis of changes in such evolutionary characteristics as the area and intensity of the GCH. A comparison is made of the GCH area in the photosphere obtained by means of model calculations (PFSS) with areas determined from observational data.

Введение

Корональные дыры (КД) – это структуры солнечной атмосферы, которые в крайнем ультрафиолете и мягком рентгеновском излучении на диске Солнца наблюдаются как участки с пониженной яркостью по сравнению с окружающими областями, а в линии HeI 10830 Å (HeI) – как образования, на 2–4% превышающие по яркости невозмущенный диск и имеющие пониженный контраст. Считается, что КД расположены в области открытых линий крупномасштабного магнитного поля. Косвенным аргументом в пользу этого являются одновременные измерения КД на разных высотах (например, в хромосферной линии HeI и в корональном излучении в мягком рентгене). Калер и др. [1] показали, что размеры наиболее крупных дыр, измеренных в этих спектральных диапазонах, близки. В то же время есть серьезные основания полагать, что между КД и открытыми магнитными конфигурациями не существует однозначного соответствия. КД могут наблюдаться в любом месте на диске Солнца, однако их пространственное распределение, частота возникновения и эволюции определяются солнечным циклом. Эволюция КД включает в себя различные этапы, в том числе периоды возникновения и исчезновения КД, которые связаны с существенной трансформацией магнитного поля в области дыр, размеров и конфигурации дыр [2, 3]. Внутри некоторых КД на определенных этапах их эволюции возникают активные области [4].

Настоящая работа является первой из серии работ, посвященных исследованию эволюции и влиянию на околоземное пространство долгоживущей гигантской КД (ГКД) 2015–2017 года. Появление КД на диске Солнца – явление обычное, но такая КД, которая бы занимала значитель-

ную часть диска Солнца и существовала больше 2-х десятков кэррингтоновских оборотов (CR) при регулярных наблюдениях – большая редкость. Время её существования – 24 оборота (CR2165-CR2188), июнь 2015 г. – март 2017 г.

Работа основана на анализе изображений полного диска Солнца, полученных в двух спектральных диапазонах: в инфракрасной линии (HeI 10830 Å (КрАО РАН) и в ультрафиолетовой (SDO/AIA), совместно с данными о магнитном поле (SDO/HMI). Ко всем данным была применена процедура предварительной обработки: для изображений в линии HeI, было учтено потемнение к краю и произведено нормирование яркости изображения. Изображения в линии Fe XII 193Å (FeXII) были приведены к масштабу изображений в линии HeI. Специально разработанная нами программа Solar Data Application (SDA) для получения параметров выделенных контуров на диске Солнца позволила определить площади и среднюю интенсивность ГКД.

Изменение площади ГКД со временем

Признаки исследуемой ГКД первоначально были обнаружены в июне 2015 г. на широте около 25° (CR 2165). Через два дня, когда КД оказалась около нулевого меридиана, была определена ее площадь. В течение последующих оборотов КД меняла свою площадь, положение и яркость. Максимальная площадь, занимаемая ГКД составила $\sim 8 \cdot 10^{11}$ км² в короне и $\sim 6 \cdot 10^{11}$ км² на фотосфере. В максимуме своего развития ГКД распространилась до 30 градусов Южной полусферы. На рис. 1 показаны изображения диска Солнца в момент первого прохождения ГКД через центральный меридиан после рождения (CR2165), на фазе роста (CR2178) и на стадии исчезновения КД (CR2188). Сначала нами были определены площади ГКД

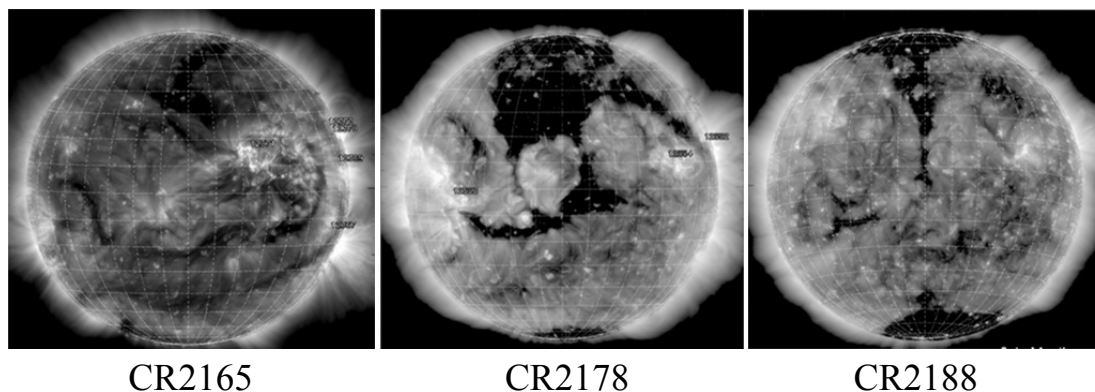


Рис. 1.

для верхних слоев атмосферы Солнца по изображениям, полученным в линиях HeI и FeXII. Результаты представлены на рис. 2 (две верхние линии графика). Для определения площади ГКД на уровне фотосферы к данным о магнитном поле (SDO/HMI) был применен пакет программ SolarSoft Potential Field Source Surface (PFSS). PFSS в рамках потенциального при-

ближения фотосферного магнитного поля фотосферы, рассчитывает магнитное поле для высот от 1 до $2.5 R_{\odot}$, где R_{\odot} – радиус Солнца. Полученные с помощью модельных расчетов площади ГКД на уровне фотосферы ($h = 1.0 R_{\odot}$), были сопоставлены с площадями, полученными по наблюдениям в хромосфере и короне (рис. 2).

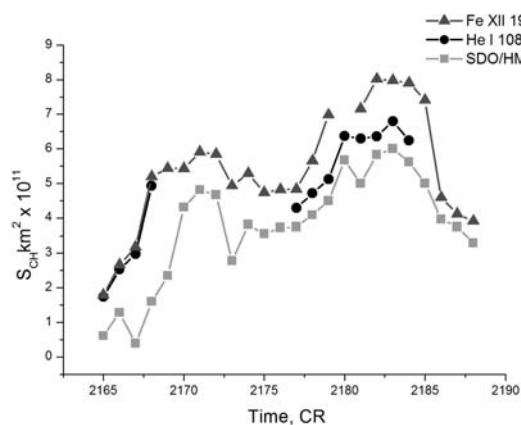


Рис. 2.

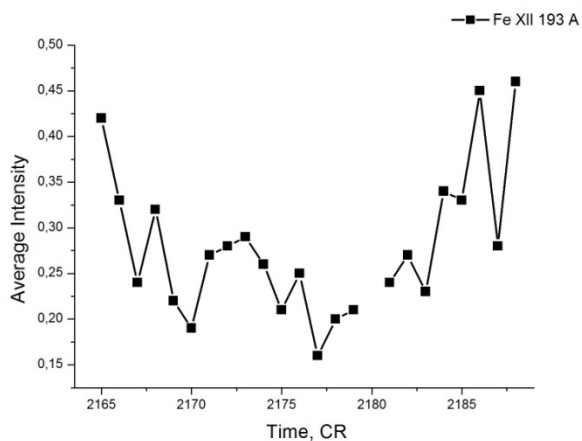


Рис. 3.

Эволюция ГКД имела ярко выраженных 3 этапа. В начальной стадии развития площадь КД увеличивалась как за счет изменения внешних границ, так и за счет возникновения флоккульных элементов, пор и активных областей. На стадии роста площадь ГКД на трех высотах синхронно растет. Причем на уровне хромосферы и короны разница в площадях почти не различима. Этап формирования КД в короне завершается раньше (через 4 CR), чем в фотосфере (через 6 CR). При этом площадь на всех уровнях существенно увеличивается, в короне и хромосфере \sim в 4 раза, на фотосфере в 9 раз. Затем наступает первая стадия более-менее стабильного существования КД в короне CR68-CR72, для фотосферы CR70- CR72, когда площадь с небольшими флуктуациями \sim 30% мало меняется. На уровне короны и фотосферы в изменении площади КД после CR 2172 наблюдается резкий спад площади, а после CR2177 существенное ее увеличение – 2 стадия формирования ГКД. За время существования ГКД через нее прошли 2 активных образования, что сказалось на изменении параметров. В течение трех оборотов (CR 2175 – CR 2177) уменьшение площади КД на уровне короны сопровождалось существенной перестройкой КД и сменой активных корональных центров. Вторая стадия сформированной КД продлилась восемь оборотов (CR 2178 – CR 2185). Максимум площади здесь составил $\sim 8 \cdot 10^{11} \text{ км}^2$ в короне и $\sim 6 \cdot 10^{11} \text{ км}^2$ на фотосфере. В конце существования (после CR 2185) КД площадь сначала быстро уменьшается в короне, становясь почти равной площади в фотосфере (CR 2188).

Изменение интенсивности ГКД

В работе была исследована зависимость изменения средней интенсивности внутри контура ГКД со временем. Интенсивность излучения в КД по

наблюдениям в линиях FeXII nm и HeI измеряется в относительных единицах – единицах невозмущенного диска Солнца. Для HeI эти значения менялись в пределах 1.006–1.022, для FeXII в пределах 0.16–0.46. На рис. 3 показано изменение средней интенсивности ГКД по наблюдениям в линии FeXII за все время её существования (24 CR).

Обсуждение результатов и выводы

Были исследованы особенности эволюции долгоживущей ГКД от её рождения до исчезновения. Основные результаты нашего исследования можно сформулировать следующим образом:

- Рост площади с момента зарождения ГКД составляет для короны (фото-сферы) 4(6) CR, 20(13) оборотов площадь ГКД остается неизменной, с небольшими флуктуациями и 4(5) CR проходит от уменьшения площади ГКД до ее исчезновения.
- Изменения площади ГКД с середины 2015 года по март 2017 года происходят почти синхронно в границах, определенных по модельным расчетам PFSS на уровне фотосферы и по изображениям Солнца в линиях HeI и FeXII.
- Средняя интенсивность КД зависит от момента ее эволюции. Она меняется от интенсивности невозмущенной области до интенсивности КД. Со временем КД становилась все темнее и темнее в линии Fe XII 193 Å. Этот процесс длится примерно столько же, сколько и рост площади.
- Уменьшение интенсивности в линии HeI хорошо коррелирует с увеличением интенсивности в линии FeXII.
- Границы ГКД, ограниченные силовыми линиями, полученными по PFSS для выбранных высот, хорошо согласуются с границами ГКД, определенными по наблюдениям интенсивностей.

Результаты этих исследований будут использованы нами далее для сопоставления с параметрами солнечного ветра и дальнейшего изучения влияния на околоземную космическую погоду.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-42-910467 p_a

Литература

1. *Kahler, S.W., Davis, J.M. and Harvey, J.W.:* Comparison of coronal holes observed in soft X-ray and He I 10830 Å spectroheliograms // *Solar Phys.*, 1983, vol. 87, p. 47.
2. *Fainshtein V.G., Rudenko G.V.* / Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. IAU Symposium / Eds. Stepanov A.V., Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G. UK: Cambridge University Press. 2004. V. 223. P. 379.
3. *Wang Y.-M., Robbrecht E., Rouillard A.P., Sheeley N.R., Thernisien A.F.R.* // *Astrophys. J.* 2010. V. 715. Issue 1. Article id. 39–50.
4. *Степанян и др. (Stepanyan N.N., Akhtemov Z.S., Fainshtein V.G., Rudenko G.V.)* // *Geomagn. Aeronomy.* 2013. V. 53. Issue 8. P. 957.

**ГИГАНТСКАЯ КОРОНАЛЬНАЯ ДЫРА 2015–2017 гг.:
II. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И СВЯЗЬ
С АКТИВНЫМИ ОБРАЗОВАНИЯМИ И ВСПЫШКАМИ**

Ахтемов З.С., Перебейнос В.А., Штерцер Н.И.

ФГБУН «Крымская астрофизическая обсерватория РАН» пос. Научный, Крым, Россия

**GIANT CORONAL HOLE 2015-2017: II RELATION BETWEEN
MAGNETIC FIELD, ACTIVE SOLAR REGIONS AND FLARES**

Akhtemov Z.S., Perebeynos V.A., Shtertser N.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea

A giant coronal hole existed in 2015–2017 was investigated on the basis of different types of observations and software packages. It was found that the intensity of the magnetic field of the coronal hole decreases by a factor of about 20. The magnetic flux of the coronal hole increases at the beginning of its evolution, after that it decreases and reaches the initial values. Two active centers passed through the coronal hole during its existence. Concentric structures arose in centers in the course their development. In addition, active centers passed from the east to the west of the coronal hole. This suggests a higher rotation speed of the active centers compared to the coronal hole. Solar flares of classes B, C and M occurred only in two Carrington rotations at the beginning and the end of the coronal hole existence.

Введение

Корональная дыра (КД), эволюцию которой мы изучали, просуществовала с июня 2015 по март 2017 года. Видимо, на фазе спада цикла солнечной активности условия для образования больших корональных дыр оказались благоприятными.

Прямые измерения коронального магнитного поля (МП) пока вызывают трудности. Оценки и выводы о конфигурации МП в короне могут быть сделаны лишь на основании моделирования МП или же экстраполяции фотосферного МП в корону на основании предположений о структуре поля.

В работе Маланушенко (2001) предлагался метод определения нейтральной линии крупномасштабного МП – простое проведение линии между КД и областью противоположной полярности. Нейтральные линии, определенные по положению КД и рассчитанные с помощью моделирования, практически совпадают.

Поэтому для проведения границ КД мы использовали изображение магнитного поля Солнца в виде силовых линий, построенных с помощью пакета программ SolarSoft PFSS.

Представленная работа посвящена изучению магнитного поля КД и активных образований на разных высотах, а также динамике активных образований внутри и снаружи КД в области формирования линии FeXII

19.3 нм. Кроме того, исследуется пространственное распределение вспышек рентгеновских классов В,С,М,Х и положение КД на высоте излучения He I λ 1083 нм.

Обработка наблюдений

По магнитограммам SDO/HMI, нами, для дней, когда КД проходит через нулевой меридиан, строились силовые линии магнитного поля для уровня фотосферы и определялись контуры КД по границе между дырой и областями противоположной полярности (рис. 1).

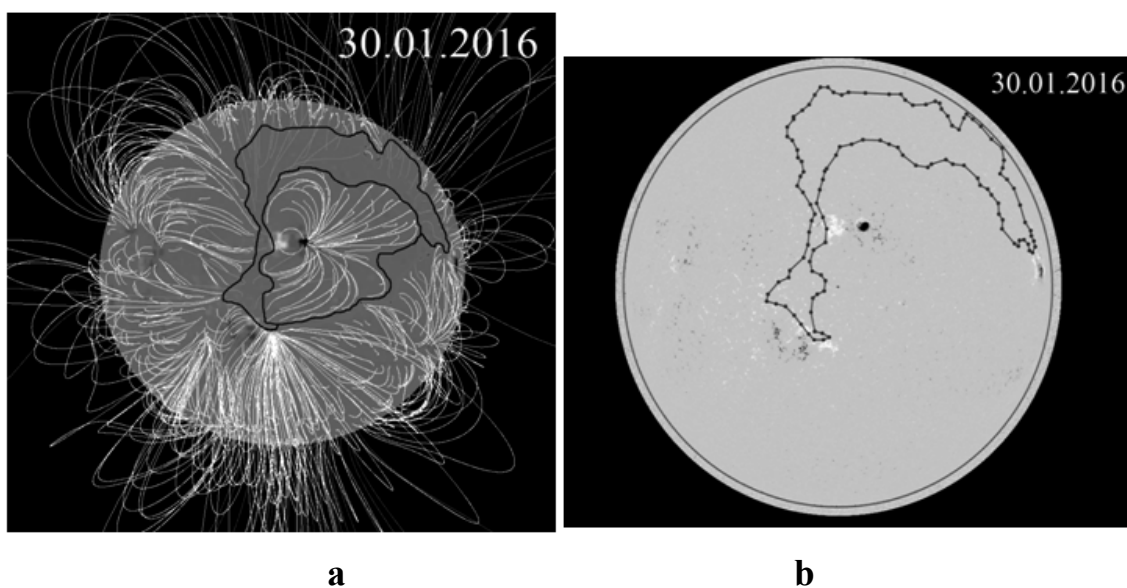


Рис. 1. **а** – Контуры КД и силовые линии магнитного поля на уровне фотосферы. Рядом с КД расположена биполярное активное образование – активная область. **б** – Контуры КД перенесенные на соответствующие магнитограммы SDO/HMI в обороте CR2173.

Изменение напряженности магнитного поля и магнитного потока в корональной дыре

Напряженность магнитного поля в КД мы определили для оборотов 2165–2188 (23.06.2015 – 10.03.2017). Для того же интервала, используя значения площади КД для уровня фотосферы из работы Андреевой и др., (2017), был найден и магнитный поток.

Вариации средней напряженности магнитного поля КД в процессе ее эволюции показаны рис. 2а. Изменения магнитного потока через КД представлены, в графическом виде на рис. 2б. Величина напряженности магнитного поля B_r за время существования КД с момента её возникновения уменьшается в 19 раз.

Два интервала повышения средней напряженности на фоне общего спада наступают сразу после роста площади и их можно связать с выходом к КД двух больших активных образований.

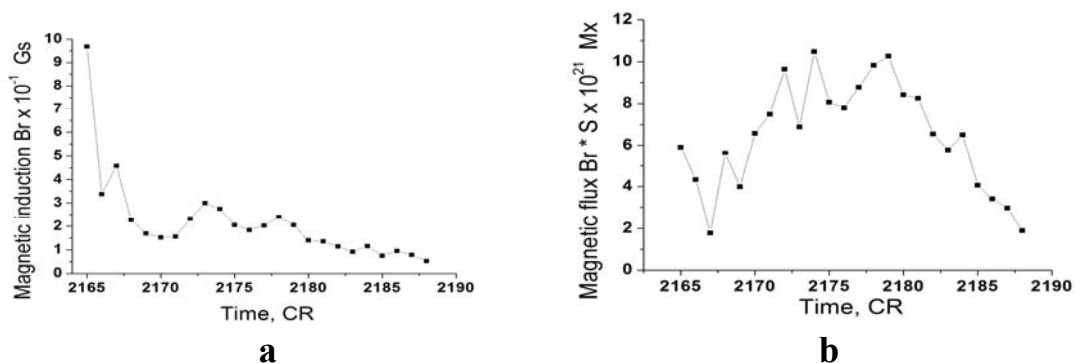


Рис. 2. **a** – Вариации средней напряженности магнитного поля КД (индукция магнитного поля в Gs), **b** – Изменения магнитного потока в КД со временем (магнитный поток в Mx).

Максимальное значение магнитного потока 10.5×10^{21} Mx в обороте CR2174. Поток энергии из КД растет с оборота 2167 до оборота 2174, а затем убывает и к обороту 2188 достигает тех значений, что и в обороте 2167.

Развитие двух активных образований, связанных с гигантской корональной дырой

За время существования КД через нее прошли две области повышенной активности в короне АО1 и АО2 (рис. 3).

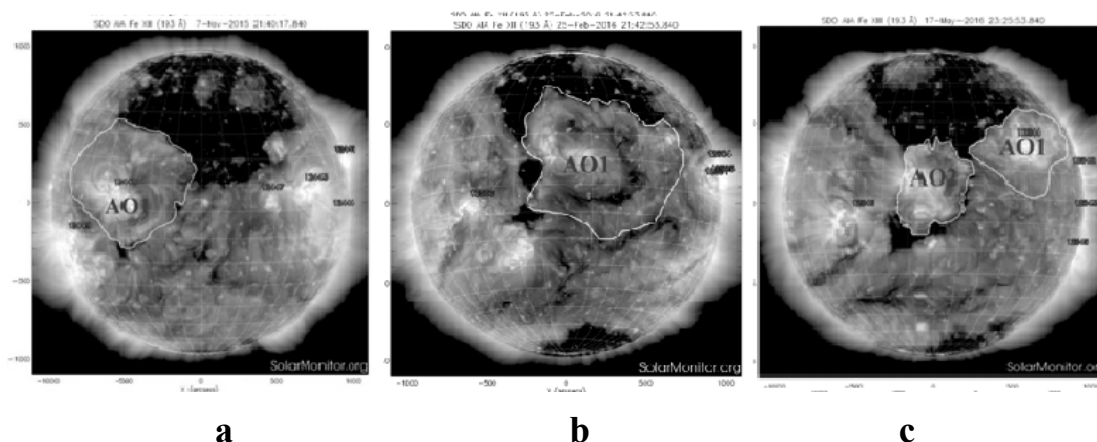


Рис. 3. Положения АО1: **a** – 07.11.2015 г.; **b** – 25.02.2016 – АО1 концентрические структуры; **c** – 24.03. 2016 г. – АО1 и АО2,

В процессе развития АО1 и АО2 они возникли как аморфное образование вблизи КД. Со временем в нем возникают спиральные, а затем и концентрические структуры из ярких и темных колец (рис. 3б, с).

То, что обе АО в процессе своей эволюции двигались с востока на запад внутри КД и вышли из нее, говорит о разных скоростях вращения АО и КД (Андреева и др., 2009), т.е. АО вращались быстрее, чем КД. Это свидетельствует о том, что уровень, на котором находится источник КД, отличается от расположения источника АО.

Корональная дыра и рентгеновские вспышки

Вспышки классов В, С и М происходили вблизи границ КД на широте 20° – 30° и в диапазоне долгот $L = 260^{\circ}$ – 300° в оборотах CR2165 и CR2180 (рис. 4). На других оборотах вспышки класса С и М отмечены не были.

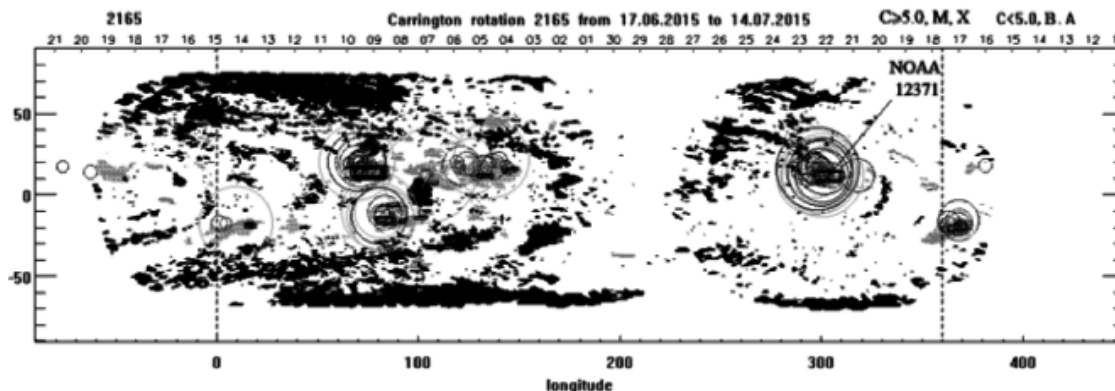


Рис. 4. Синоптическая карта по наблюдениям в КрАО групп пятен в белом свете и спектральным наблюдениям в линии гелия 1083 нм. Данные по рентгеновским вспышкам изображены в виде окружностей (колец). Размер радиуса кольца свидетельствует о балле вспышки, а цвет о классе.

Результаты и выводы

За время существования КД через нее прошли две области повышенной активности, два активных образования АО1 и АО2. В процессе развития АО в них возникали концентрические структуры. Кроме того, общим для них было движение с востока на запад КД и выход за ее пределы. Это говорит о большей скорости вращения АО по сравнению с КД.

Только в двух оборотах вблизи КД происходили относительно сильные вспышки. Это обороты CR2165 и CR2180 и вспышки класса С и М.

Исследуемая гигантская КД существенно понизила магнитный поток на большом участке Солнца во временном интервале почти полтора года. О малом выходе магнитного поля из глубоких слоев Солнца говорит и тот факт, что не было даже относительно слабых вспышек классов В, С, и М. Вспышки наблюдались только во время начала формирования КД и при распаде.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 16-42-910467 p_a

Литература

1. *Е.В. Малангушенко* // Введение диссертации (часть автореферата) на тему "Исследование атмосферы Солнца в области корональных дыр", 2001.
2. *О.А. Андреева, В.М. Малащук, З.С. Ахтемов, Р.К. Жигалкин.* Гигантская корональная дыра 2015–2017 гг.: I. Изменение площади и интенсивности, доклад на ВАК-17, 2017.
3. *О.А. Андреева, Я.И. Зельк, Н.Н. Степанян.* Дифференциальное вращение солнечных структурных образований по наблюдениям в линии He I λ 1083 nm // Космическая наука и технология. 2009. Т. 15. № 1. С. 44–56.

РАЗВИТИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В РАЗЛИЧНЫХ ДЛИНАХ ВОЛН

Барановский Э.А., Борисенко А.В., Таращук В.П., Шаховская А.Н.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым

DEVELOPMENT OF SOLAR FLARES IN DIFFERENT WAVELENGTHS

Baranovsky E.A., Borisenko A.V., Tarashchuk V.P., Shakhovskaja A.N.
Crimean astrophysics Observatory RASc, Nauchny, Crimea

The development of flare emission in different lines, including H-alpha, 1600 Å, 193 Å, 131 Å, radio 610 MHz, was studied. It was found that HXR(25–50 Kev), 610 MHz and H-alpha always appears in the beginning of the flare. After 15–20 min appears line 1600 Å. The last line to appear is 131 Å – 20–30 min after the line 1600. The line 193 Å as a rule appears after line 1600 Å, but before line 131 Å. Some flares show 5-minutes oscillations in the lines 131 Å and 193.

Солнечные вспышки – наиболее энергетичные события на Солнце – до сих пор содержат много неясностей. Физические процессы в них происходят на различных высотах от фотосферы до верхней короны. Для изучения процесса возникновения и развития солнечных вспышек большое значение имеют одновременные наблюдения в различных диапазонах длин волн солнечного спектра на протяжении длительных временных интервалов. Именно такие наблюдения позволяют получить информацию о физических параметрах вспышек на разных высотах в солнечной атмосфере, особенности и последовательность развития процесса в разных длинах волн. Если регистрация спектров проводилась каждые несколько минут или секунд, то появляется возможность исследования подробного развития вспышечного процесса во времени.

С появлением космической регистрации солнечных событий стали возможными наблюдения Солнца в далеком ультрафиолете и рентгеновских длинах волн. Для изучения развития вспышки во времени нами использованы наблюдения в диапазонах 195 Å (FeXII/FeXXIV) и 1600 Å (UV Cont, C I, FeII), полученные на КА SOHO, TRACE, мягкого (1–8 Å) и жесткого (25–50 Kev) рентгена по данным аппарата GOES-12 и RHESSI, а также данные SDO AIA в линиях 193Å, 1600Å, 131 Å и H α . Временное разрешение в линии 195 Å составляет примерно 12 минут (данные SOHO) и десятки секунд (около 1 мин) по данным TRACE. В области 1600 Å и мягком рентгене временное разрешение равно 1 мин.

Даты и моменты наблюдений указаны под рисунками.

Обработка производилась следующим образом. На гелиограммах с помощью визуального контроля вырезалась площадка, в которой содер-

жится вся вспышечная область. Затем с помощью созданной специальной программы (Матлаб) определялась суммарная избыточная эмиссия (в относительных единицах) по отношению к невозмущенному уровню. Вычислялась сумма величин по всей площади вспышки $(I_f - I_q) \cdot s$, где I_f – интенсивность излучения вспышки на элементарной площадке s , I_q – средняя интенсивность излучения в невозмущенных областях. Определялась также площадь вспышки и средняя интенсивность вспышки.

Было установлено, что свечение вспышек в разных длинах волн появляется и исчезает в определенной последовательности. В начале регистрации вспышки наблюдается излучение жесткого рентгена (25–50 keV) и радиоизлучения (240–610 MHz). Через 15–20 минут наблюдается эмиссия в линии 1600 Å. Свечение в линии 131 Å всегда наблюдается позже свечения в диапазоне 1600 Å, задержка может достигать 30 минут.

Свечение в линии 193 Å чаще всего наблюдается после свечения в 1600 Å, но раньше 131 Å. Примеры световых кривых – изменение суммарной энергии вспышки – показаны на рисунках.

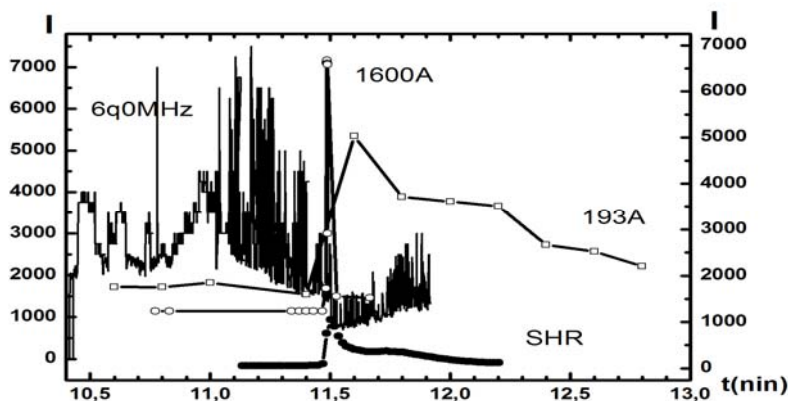


Рис. 1. Вспышка 2004-11-04 10:00 – 12:40, изменение со временем суммарной эмиссии.

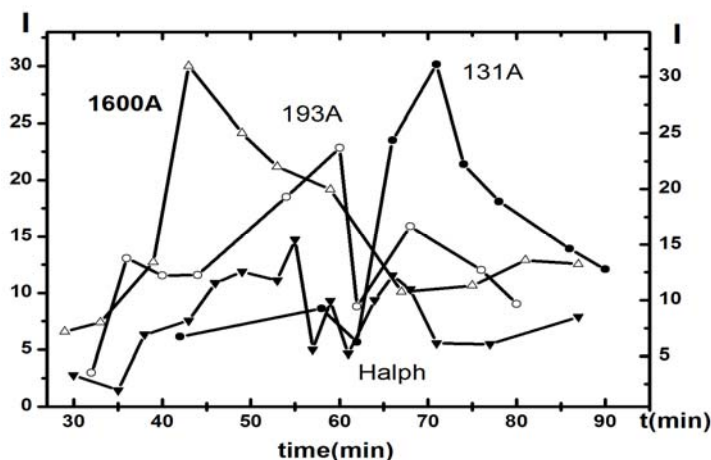


Рис. 2. Вспышка GOES M3.9 2011-10-02 00:37:00 – 00:59:00, изменение со временем суммарной эмиссии.

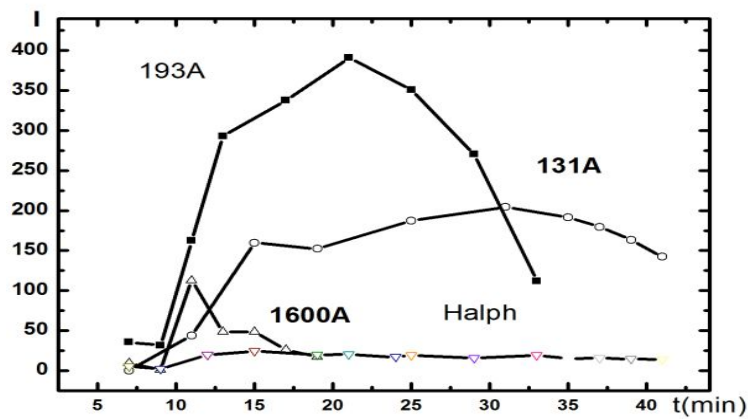


Рис. 3. Вспышка GOES M7.2 2014-01-07 10:07:00 – 10:37:00, изменение со временем суммарной эмиссии.

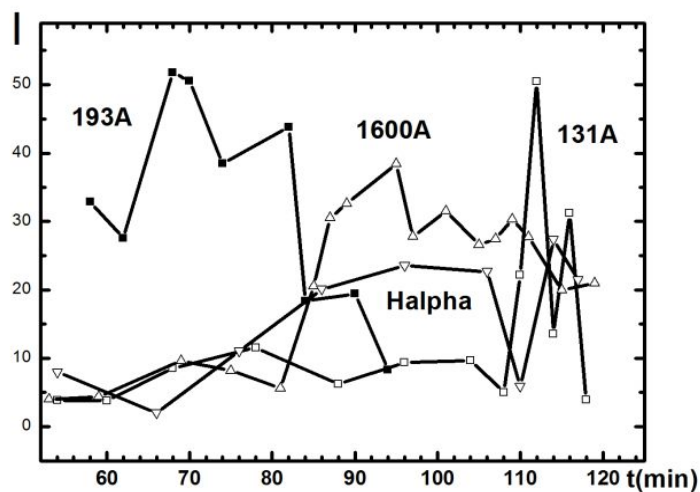


Рис. 4. Вспышка GOES X1.6 2014-09-10 16:55:56 – 17:57:56, изменение со временем суммарной эмиссии.

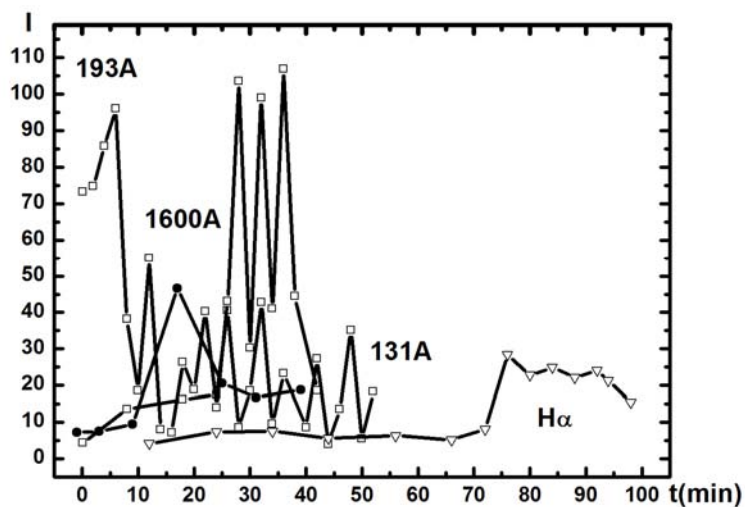


Рис. 5. Вспышка GOES M7.9 2015-06-25 08:00:00 – 08:59:00, изменение со временем суммарной эмиссии.

В линиях 131 Å и 193 Å наблюдаются 5 минутные колебания яркости, что иллюстрирует рис. 5. Диапазон изменения яркости достигает 2. Характер изменения средней интенсивности вспышки мало отличается от изменений суммарной энергии. При этом положение экстремумов сохраняется.

Заключение

Обнаружен ряд закономерностей и особенностей:

- 1). Через 15–25 минут после пика интенсивности жесткого рентгена (25–50 Kev) наблюдается максимум свечения в линии 1600 Å.
- 2). Свечение в линии 131 Å всегда наблюдается позже свечения 1600 Å, при этом задержка может достигать 30 минут.
- 3). Свечение в линии 193 Å чаще всего наблюдается после 1600 Å, но раньше 131 Å.
- 4). Свечение в H-альфа обычно появляется во время импульса жесткого рентгена и продолжается до окончания свечения всех других линий. Однако в одной из вспышек свечение H-альфа появилось только в конце свечения других линий
- 5). Некоторые вспышки обнаруживают 5-ти минутные колебания яркости в линиях 193 Å и 131 Å.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОТОСФЕРЫ И ХРОМОСФЕРЫ ВСПЫШКИ 28 ОКТЯБРЯ 2003

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

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым*

²*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета, Украина*

THE MODELING OF CHROMOSPHERE AND PHOTOSPHERE FOR THE 28 10 2003 FLARE

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

¹*Crimean astrophysics Observatory RASc, Nauchny, Crimea*

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

The models of chromosphere and photosphere for the 28 10 2003 were calculated using the observed profiles of Balmer lines and photospheric lines of FeI. It was shown that only two-component chromospheres models permit to get agreement between observed and calculated Balmer line profiles. Hot component occupies 10% of the flare region and produce the intensity of H-alpha about 20. Cold component occupies 90% of the region and H-alpha line here is about 0.0–0.5. Both models have dense condensations in the upper chromospheres with density 1.E16–1.E17. Photospheric model was found by the use of the lines FeI 5250 and FeI 5576. Magnetic field in this model enhance from 800 gs in the upper photosphere to 1200 gs in the low photosphere. This magnetic field is very tangled-of different directions.

Введение

Очень мощные вспышки на Солнце – явление достаточно редкое. Поэтому их исследование представляет значительный интерес, так как многие их параметры могут отличаться от параметров более умеренных вспышек.

Вспышка происходила во время значительного усиления солнечной активности. Увеличилось количество солнечных пятен, поток радиоизлучения на волне 10.7 см вырос почти в три раза. 26 и 28 октября произошли две протонные вспышки. Вспышка 28.10.2003, по мощности в рентгене X17.2/4В, занимает третье место среди всех ранее наблюдавшихся. Исследуемая вспышка имеет необычный бальмеровский декремент – интенсивность линии Н бета значительно больше интенсивности Н α .

Необычно и магнитное поле в области вспышки. Расщепление магнитных линий невелико и соответствует полям около 300 Гс. При этом ширины магнитных линий соответствуют полям 1000–1200 Гс. Из этого можно заключить, что магнитные поля неоднородны по величине и направлению.

Публикаций по изучению спектров хромосферных и фотосферных линий почти нет. Таким образом, хромосферные и фотосферные слои вспышки исследованы недостаточно. Поэтому нашей задачей является определение физических условий в хромосфере и фотосфере, для чего ис-

пользуются профили бальмеровских линий и нескольких фотосферных линий.

Вспышка 28.10.2003, по мощности в рентгене X17.2/4В, занимает третье место среди всех ранее наблюдавшихся. Опубликовано много исследований этой вспышки, но они большей частью касаются наблюдений в рентгеновском, гамма диапазоне.

Наблюдательный материал

Наблюдения вспышки 28 октября 2003 выполнялись на горизонтальном солнечном телескопе АО Киевского национального университета с эшелюнным спектрографом с поляризационным устройством. Профили линий получены в результате обработки зееман-спектрограмм в ортогональных круговых поляризациях, позволивших проанализировать стоксовские профили I+V. Спектры получены для нескольких моментов времени в разных узлах вспышки. Мы рассматриваем момент за 5–6 мин до максимума развития вспышки. Максимум вспышки приходился на 11h20m UT.

Рассмотрим полученные профили линий, относящиеся к моментам вблизи максимума развития. Отношение интенсивностей бальмеровских линий $I(H\beta)/I(H\alpha) = 1.8$, что наблюдается очень редко.

Обычно $I(\alpha)/I(H\beta) > 1$. Обратное соотношение, когда $I(H\alpha) < I(H\gamma)$ отмечено только у 4 вспышек. Это были сильные вспышки с $I(H\alpha) > 2$, которые наблюдались в 1958, 1960, 1980 и 1990 гг. Величина отношения $I(H\beta) / I(H\alpha)$ для этих вспышек была в пределах 1.1–1.37.

Получены также профили нескольких фотосферных линий железа – магнитных и немагнитных. Моделирование хромосферы вспышки проведено по профилям линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и $H\delta$. Модели рассчитываются путем подбора параметров хромосферы – температуры T , скорости V_t , напряженности магнитного поля H таким образом, чтобы вычисленные и наблюдаемые профили линий давали хорошее согласие. Величина магнитного поля определяется как по разделению компонентов линий противоположной поляризации, так и по ширине профилей магнито чувствительных линий. Уширение, вызванное наличием турбулентной и лучевой скоростей, исключалось с помощью учета ширины профилей немагнитных линий.

Вычисления профилей хромосферных линий сделаны по нашей не-ЛТР программе типа PANDORA [1].

После многих попыток подобрать ход температуры T и других параметров мы пришли к выводу, что профили линий вспышки 28.10.03 нельзя объяснить с помощью однородной модели хромосферы. Согласование вычисленных профилей с наблюдаемыми оказалось возможным только в предположении тонкой структуры вспышки. Вспышка содержит мелкие очень яркие детали, которые занимают лишь малую долю всей площади, они при наблюдении не разрешаются, поэтому в результате наблюдается усредненная картина. В окончательном варианте горячая компонента за-

нимает 10% всей площади вспышки, а 90% занимают участки с низкой температурой хромосферы. Горячая компонента модели дает профили линий очень большой интенсивности – порядка 20 в центре линии $H\alpha$. В то же время холодная компонента дает малую эмиссию, интенсивность которой чуть больше 1. Вычисленные усредненные профили показывают хорошее соответствие с полученными из наблюдений. Температура и плотность в рассчитанных моделях показаны на рис. 1 и 2.

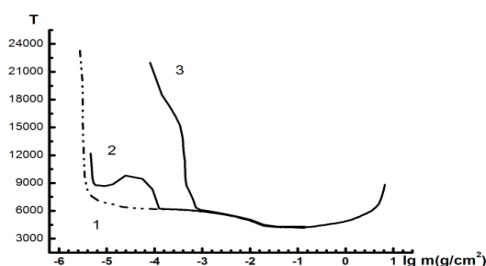


Рис. 1. Температура в моделях.

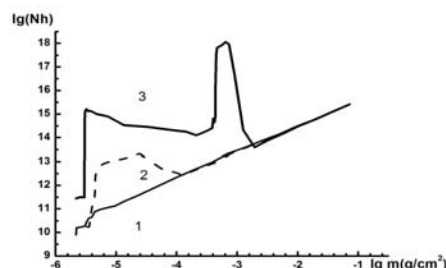


Рис. 2. Плотность в моделях.

В верхних слоях горячей компоненты имеются уплотнения с плотностью $Nh \sim 3 \cdot 10^{17}$ и протяженностью $\sim 5-10$ км. Полученные модели очень похожи по структуре на теоретические гидродинамические модели [2]. Рассмотрим теперь фотосферные линии вспышки 28.10.03. Для моделирования были использованы линии Fe I 5250Å, Fe I 5576Å. Профили линий получены с поляроидной оптикой, поэтому в магнитной линии 5250Å видны две сигма компоненты. Расщепление компонентов соответствует магнитному полю 300 Гс. Однако компоненты заметно расширены по сравнению с невозмущенными профилями. Так как для немагнитной линии 5576Å такого уширения контура не наблюдается, то уширение нельзя объяснить влиянием турбулентной скорости V_t .

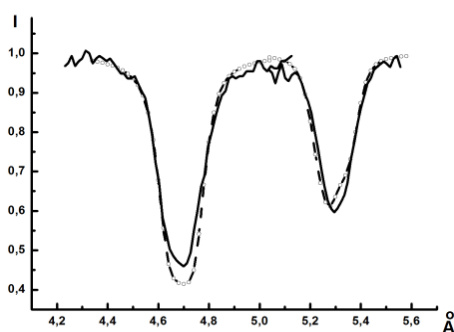


Рис. 3. Наблюдаемые (сплошная) вычисленные (пунктир) профили линий Fe I 5250Å, Fe I 5576Å.

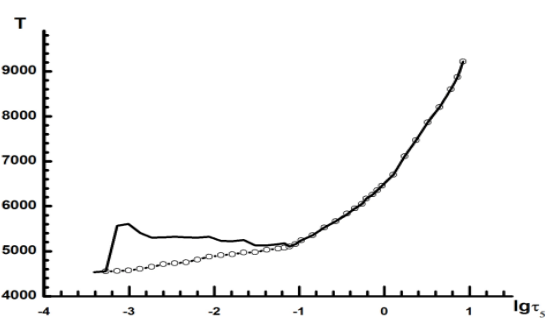


Рис. 4. Температура фотосферных слоев.

Объяснить сильное уширение отдельных компонент линии 5250Å можно в том случае, если предположить, что магнитное поле не является чисто продольным. При наличии участков с магнитным полем, направленным под различными углами к нормали и с различными значениями ази-

мутов, невозможно выделить в чистом виде компоненты, смещенные влево или вправо от центра линии. В связи с этим при расчете модели фотосферы мы рассчитывали полную интенсивность для профилей фотосферных магнитных линий и сравнивали с наблюдаемыми профилями, полученными как среднее из наблюдаемых левой и правой сигма-компонент.

Уменьшение центральной глубины линии вызвано не только магнитным уширением, но и увеличением температуры в верхней фотосфере.

В окончательной модели фотосферы магнитное поле растет с глубиной от 800 Гс в верхней фотосфере до 1000 Гс в нижней. Сравнение вычисленных и наблюдаемых профилей показано на рис. 3.

Уменьшение центральной глубины линии вызвано не только магнитным уширением, но и увеличением температуры в верхней фотосфере.

Выводы

Рассчитаны модели хромосферы по наблюдаемым профилям линий $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ для вспышки 28.10.2003 г. балла 17X/4B с величиной отношения интенсивностей $I(H\alpha)/I(H\beta) = 1.8$. При моделировании учитывался бальмеровский декремент, ширина линий и соотношение интенсивностей бальмеровских линий. Согласовать все параметры оказалось возможным только с помощью неоднородных моделей, когда область вспышки состоит из участков с различной температурой хромосферных слоев. При этом более горячие (и более яркие) участки занимают малую долю всей области вспышки, но они не разрешаются при наблюдении, так что наблюдается усредненная картина. Модель хромосферы вспышки состоит из двух компонент – горячей и холодной. Горячая компонента имела 10% площади. Интенсивность линии $H\alpha$ в ней равна 20.

В верхних слоях этой компоненты имеется уплотнение с плотностью около $N_h \sim 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и протяженностью $\sim 5\text{--}10$ км. Магнитное поле в хромосфере равно 300 Гс, а в фотосфере растет с глубиной от 800 Гс до 1000 Гс. Магнитное поле фотосферы пределено по наблюдаемому профилю магнитной линии Fe I 5250A. Отмечается существенное различие между величиной фотосферного магнитного поля, полученным посредством моделирования (800–1000 Гс) и значением, полученным из величины смещения сигма-компонент фотосферных линий (300 Гс). Такое различие можно объяснить сильной неоднородностью магнитного поля – присутствием полей разных направлений. Делается вывод, что величина отношения $I(H\alpha)/I(H\beta)$ зависит от массы и глубины проникновения плотной хромосферной конденсации – модели с более глубокой и мощной хромосферной конденсацией дают большую величину этого отношения.

Литература

1. *Avrett E.H., Loeser R.* Formation of line and continuous spectra. I. Source-function calculations // SAO, 1969, Special Report 303.
2. *Hawley S.L., Fisher G.H.* Solar flare model atmospheres // *Astrophys. J.* 1994, v. 426, p. 387–403.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИХСЯ И НЕ СОПРОВОЖДАЮЩИХСЯ РАДИОВСПЛЕСКАМИ II ТИПА

Биленко И.А.

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

REGULARITIES IN THE FORMATION OF CORONAL MASS EJECTIONS ASSOCIATED AND NOT ASSOCIATED WITH TYPE II RADIO BURSTS

Bilenko I.A.

Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

The influence of solar large-scale magnetic field, plasma density, and Alfvén velocity on the formation of radio loud (RL) coronal mass ejections (CMEs) in cycles 23–24 is discussed.

The results show that the large-scale magnetic field and plasma cycle changes in the solar atmosphere are important factors to create the conditions that may be favorable or not favorable for the formation of the RL CMEs. The magnetic field, plasma density, and Alfvén velocity are changed in solar activity cycles. These changes are not smooth, but they are in the form of some impulses. Therefore, at lower magnetic field and, accordingly Alfvén velocity, some weak, low-speed CMEs may exceed local Alfvén velocity and become RL, even at the maximum phase, and at high local Alfvén velocity even the most powerful CMEs will be radio quiet if their speed is lower than the local Alfvén velocity.

Введение

Корональные выбросы массы (КВМ) являются одним из важнейших факторов, определяющим космическую погоду на орбите Земли и геомагнитную активность. КВМ связаны с различными явлениями солнечной активности: активными областями, вспышками, эрупцией волокон/протуберанцев, стримерами [1]. В последнее время повышенный интерес вызывает исследование КВМ, связанных с радио всплесками II типа (РВII), которые являются признаком формирования ударных волн в солнечной короне и межпланетном пространстве. Первоначально считалось, что РВII формируются при самых мощных вспышках и на фронтах высокоскоростных, с большим углом раствора КВМ [5]. Однако дальнейшие исследования показали, что большинство РВII наблюдаются при вспышках класса M [2] и, что многим РВII соответствуют слабые вспышки [4], а многие высокоскоростные с большим углом раствора КВМ не сопровождаются РВII [6, 11]. Сравнение параметров КВМ, сопровождающихся РВII (Radio Loud, RL КВМ) и не сопровождающихся РВII (Radio Quiet, RQ КВМ) показало, что они отличаются как по параметрам, так и по их распределению по диску Солнца [9–11]. Средние параметры RL КВМ и их взаимосвя-

висимости отличаются и от средних параметров всех КВМ, наблюдающихся за тот же период [2]. Однако из проведенных исследований следует, что сами по себе параметры КВМ или их сочетание не являются определяющими факторами для генерации РВП. По ним невозможно определить будет ли КВМ RL или RQ. В данной работе рассматривается возможное влияние параметров солнечной плазмы, которые могут сделать КВМ RL или RQ.

Результаты исследования и интерпретация

На рис. 1 показаны параметры всех (рис. 1a1, 1b1) и RL (рис. 1a2, 1b2) КВМ за период 1996–2014 гг.: скорость (рис. 1a1, 1a2) и угол раствора в картинной плоскости (рис. 1b1, 1b2) по данным каталогов SOHO CDAW для всех и RL КВМ [7]. Точками обозначены каждое событие, тонкой линией – значения средние за кэррингтоновский оборот (КО), и толстой – усредненные за 7 КО. Из сопоставления всех и RL КВМ видно, что только

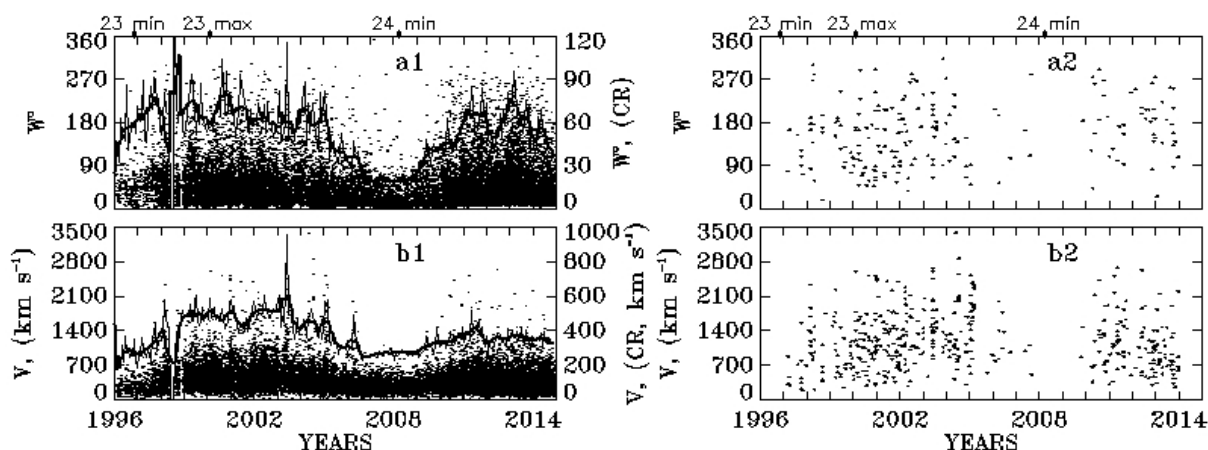


Рис. 1.

небольшая часть КВМ сопровождается РВП. Общее число КВМ равно 26922, а число RL КВМ – 481, что составляет примерно 2% от общего числа КВМ за рассматриваемый период. При этом в минимуме активности РВП практически не наблюдаются, тогда как число наблюдаемых КВМ остается на значительном уровне. Изменение числа RL КВМ, как и всех КВМ не совпадает с изменением пятенной активности (чисел Вольфа, числа пятен, активных областей) [2, 3]. Также ранее было показано, что на формирование РВП и RL КВМ большое влияние оказывает динамика величины и структурных изменений глобального магнитного поля в циклах солнечной активности [2, 3]. Для оценки влияния солнечной плазмы на формирование РВП, были рассчитаны значения магнитного поля и плотности плазмы в областях генерации дециметровых РВП. На рис. 2a1 показано изменение крупномасштабного фотосферного магнитного поля в 23–24 циклах, полученного в результате усреднения по широте долготного рас-

пределения фотосферных магнитных полей за каждый КО по данным наблюдений крупномасштабного фотосферного магнитного поля солнечной обсерватории Wilcox. Тонкими линиями показаны изменения средних за КО значений положительных и отрицательных магнитных полей и толстой – суммы их модулей. На рис. 2a2 приведены значения магнитных полей, рассчитанных на расстоянии $5 R_s$, что приблизительно соответствует области формирования РВИ и наблюдению КВМ. Из этих графиков видно, что магнитное поле изменяется не плавно от минимума солнечной активности к максимуму, а в виде отдельных импульсов. Эти изменения отражают циклические изменения структуры и напряженности глобального магнитного поля Солнца [2].

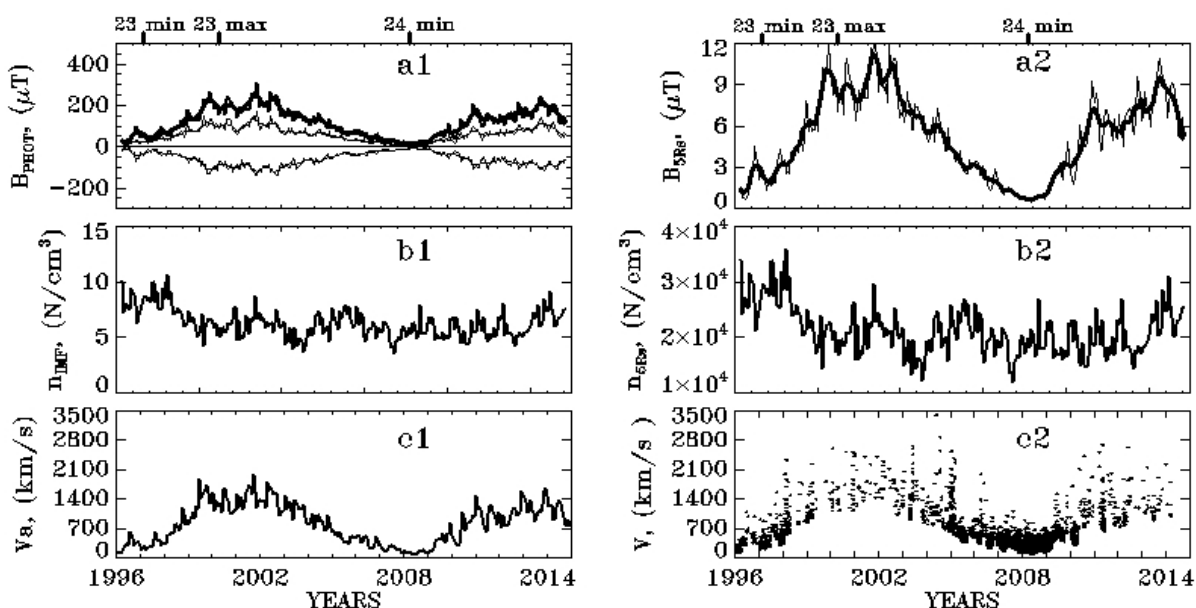


Рис. 2.

Плотность плазмы – это очень хаотический параметр. Потoki плотной и разреженной плазмы движутся в солнечной короне и межпланетном пространстве с разными скоростями, создавая области повышенной и разреженной плотности на разных расстояниях от Солнца. Характер изменения плотности в цикле на различных расстояниях не известен. При расчете была использована модель Манна и др. [8] распределения плотности солнечной плазмы на разных расстояниях от Солнца, учитывающая значения плотности солнечной плазмы на орбите Земли. На рис. 2b1 показано изменение плотности плазмы на орбите Земли по данным OMNI2. На рис. 2b2 приведено рассчитанное изменение плотности плазмы на расстоянии $5 R_s$. По полученным значениям магнитного поля и плотности плазмы на $R = 5 R_s$ была рассчитана альвеновская скорость (V_a) (рис. 2c1). Чтобы сформировалась ударная волна и запустился механизм формирования РВИ необходимо, чтобы скорость КВМ превысила локальную V_a . На рис. 2c2 показаны события КВМ, скорость которых превышает среднюю за КО V_a . Сопоставление с рис. 1b2 показывает, что ряд RL КВМ совпадает с КВМ,

имеющими скорость выше средней за КО Va. Расхождения можно объяснить следующим образом: для RL KBM со скоростями ниже Va оно может быть вызвано тем, что Va рассчитывалась не конкретно для каждого события KBM, а как среднее значение за КО. KBM со скоростями, превышающими Va в минимуме активности, но не сопровождающиеся PBII – это слабые KBM с низкой скоростью и малым углом раствора (рис. 1a1, 1b1), т.е. при этих событиях или ударная волна вообще не формируется, или она настолько слабая, что не генерируются PBII. Кроме того, необходимо также учитывать и другие параметры KBM. Так многие KBM в минимуме 24 цикла имеют большое ускорение, а для RL KBM характерно не ускоренное, а замедленное движение [2].

Выводы

Полученные результаты свидетельствуют о том, что параметры магнитного поля и плазмы могут быть одними из важных факторов, определяющих условия в атмосфере Солнца, которые могут быть благоприятны или не благоприятны для формирования RL KBM.

Величина магнитного поля, плотность плазмы, Va изменяются в циклах солнечной активности. Эти изменения идут не плавно, а в виде отдельных импульсов. При понижении магнитного поля и, соответственно, Va даже слабые, низкоскоростные KBM могут стать RL, так как их скорость может превысить Va в том числе и в максимуме активности, а при повышении Va даже мощные KBM могут оказаться RQ.

Благодарности

В работе использованы каталоги OMNI2, SOHO/LASCO SDAW и PBII. This CME catalog is generated and maintained at the CDAW Data Center by NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA. Wilcox Solar Observatory data used in this study was obtained via the web site <http://wso.stanford.edu> at 2015:02:26_00:54:03 PST courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA.

Литература

1. Филиппов Б.П., 2007, Эруптивные процессы на Солнце, ФИЗМАТЛИТ.
2. Bilenko I.A., 2015, G&A, 55, 1141.
3. Bilenko I.A., 2016, A&ApTr, 29, 547.
4. Dodge J.C., 1975, Solar Phys., 42, 445.
5. Gopalswamy N. et al., 2001, JGR, 106, 29219.
6. Gopalswamy N. et al., 2008, ApJ, 674, 569.
7. Gopalswamy N. et al., 2009, Earth Moon Planet, 104, 295.
8. Mann G. et al., 1999, A&A, 348, 614.
9. Michalek G. et al., 2007, Solar Phys., 246, 409.
10. Mittal N. et al., 2016, New Astronomy, 47, 64.
11. Sheeley N.R. Jr. et al., 1984, ApJ, 279, 839.

ДОЛГОВРЕМЕННАЯ ЦИКЛИЧЕСКАЯ ПЕРЕМЕННОСТЬ КРАСНОГО КАРЛИКА YZ CMi

Бондарь Н.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пгт. Научный, Россия

LONG-TERM CYCLICAL VARIABILITY ON THE RED DWARF YZ CMi

Bondar' N.I.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia

A long-term photometric data, including photographic measurements, on the interval of 1926–2009 yrs. allowed us to find a cycle with a duration of 27.5 years, caused, as on the Sun, by changes in the processes of spot formation. The amplitude of the cycle is 0.2–0.3^m, which indicates a large area of spottedness on the photosphere. The spots are distributed unevenly on the surface with a concentration at preferred longitudes, which are separated by ~0.6 phases of the rotation period, $P_{rot} = 2.77d$. Recovery of active longitude (possible "flip-flop" effect) occurs with a cycle of about 6 years. The amplitude of rotational modulation increases during an entering to the maximum of activity and remains practically unchanged in the epoch of maximum, that indicates spots uniform distribution on both hemispheres at this period. The observed differences in activity of the star from the typical for the Sun and solar-like stars lead to assumption other type dynamo operating.

Введение

Магнитная активность у звезд нижней части главной последовательности проявляется, как и на Солнце, в таких явлениях как вспышки и поверхностные пятна, в циклических изменениях интенсивности излучения в оптическом и рентгеновском диапазонах. В детальных исследованиях F-M карликов рассматривают феноменологическое сходство их активности и различия, обусловленные физическими параметрами и внутренним строением звезд, напряженностью магнитного поля и возрастом.

В [1] была найдена связь между наблюдаемыми параметрами – периодом вращения звезды P_{rot} и длительностью цикла P_{cyc} – и теоретическим числом динамо D , выраженная соотношением $P_{cyc}/P_{rot} \sim D^1$. Для F-G-K звезд НК-проекта с периодами больше 5 дней и циклами не более 20 лет $1 = 0.74$. Это соотношение позволяет выделить группу звезд, у которых число оборотов, необходимое для развития цикла, определяется единой закономерностью (одинаковым значением 1). Для звезд с длинными циклами $1 = 0.84$ [2], для M-карликов $1 = 0.89$ [3], однако рассматриваемые циклы у M-карликов найдены по данным за несколько лет. Лишь у некоторых M-карликов циклы определены по рядам в несколько десятилетий.

В этой работе представлены исследования запятненности быстровращающейся звезды ($P_{rot} = 2.77$ сут) YZ CMi по фотометрическим данным на

интервале более 80 лет, с 1926 г. по 2009 г., обнаружен цикл активности и определена его длительность, рассмотрено положение активных областей на поверхности звезды в разные фазы цикла.

Среднегодовые изменения блеска YZ CMi, поиск цикла

Звезда YZ CMi ($V = 11.05$, $M4.5$ Ve) является вспыхивающим красным карликом в окрестности Солнца ($d = 5.8$ пк). В оптической области можно зарегистрировать 2–3 вспышки за 10 часов наблюдений, возрастание блеска в фильтре U может достигать $1-3^m$ при длительности вспышки в десятки минут. В 2008 г. зарегистрирована вспышка длительностью 1 час с максимальным увеличением блеска на 5.68^m [4], а в 2009 г. во время вспышки длительностью 7 часов блеск возрос почти на 6^m [5].

Активные вспышечные явления затрудняют изучение поверхностных неоднородностей звезды. Впервые наличие пятен обнаружено Чугайновым [6] и подтверждено Петтерсеном [7]. На значительную запятненность звезды указывает ИК-избыток в $\lambda = 12$ мкм при усилении рентгеновского потока [8].

Поиски цикла по измерениям в фотографических архивах Гарвардской обсерватории [9] и Зоннебергской обсерватории [10, 11], и данным фотометрии [12] не дали уверенного результата.

В настоящей работе изучение долговременных изменений блеска выполнено по фотометрическому ряду с включением данных из [9–11, 13, 15], $UBVRI$ -фотометрии на 1.25 м телескопе КрАО из [14], а также V -величин из каталога ASAS [16]. На рис. 1. представлено поведение среднего годового блеска в полосе B в 1926–2009 гг., данные из [16] пересчитаны в B -величины со значением $B-V = 1.606$, поправка для данных из [9] составила -0.2^m .

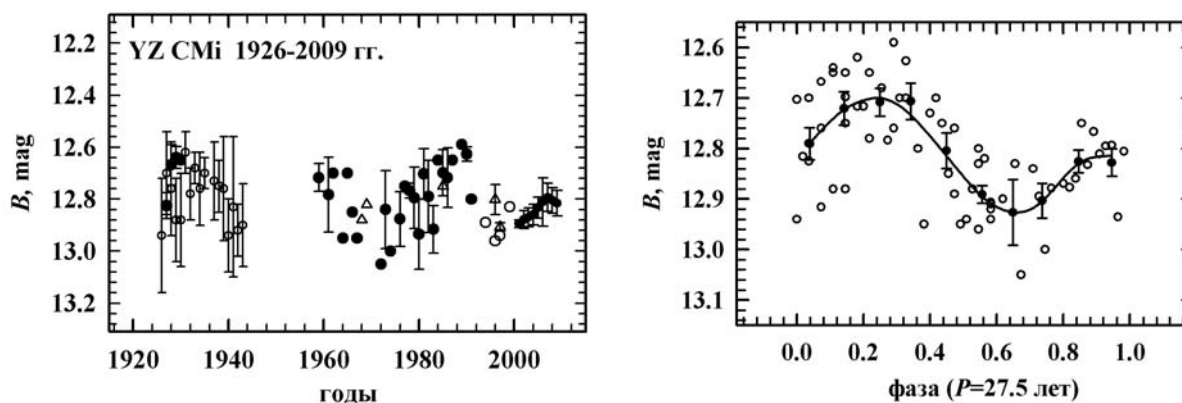


Рис. 1. Изменения среднего годового блеска YZ CMi в 1926–2009 гг. и цикл активности.

Поиск периодичности по сформированному ряду данных выполнен с помощью программного пакета [17] методами Юркевича и Хартли. В интервале значений периодов < 50 лет наилучшая свертка данных

получается с периодом 27.5 лет. Амплитуда цикла составляет $0.2\text{--}03^m$, максимум активности длится 4–5 лет.

Вращательная модуляция блеска и активные долготы

Колебания блеска малой амплитуды с периодом 2.77 сут., обусловленные неравномерным распределением пятен по долготам, были обнаружены в [6, 7]. Амплитуда модуляции блеска обычно не превышает 0.1^m [13], но в некоторые эпохи может возрасти до $0.12\text{--}0.15^m$.

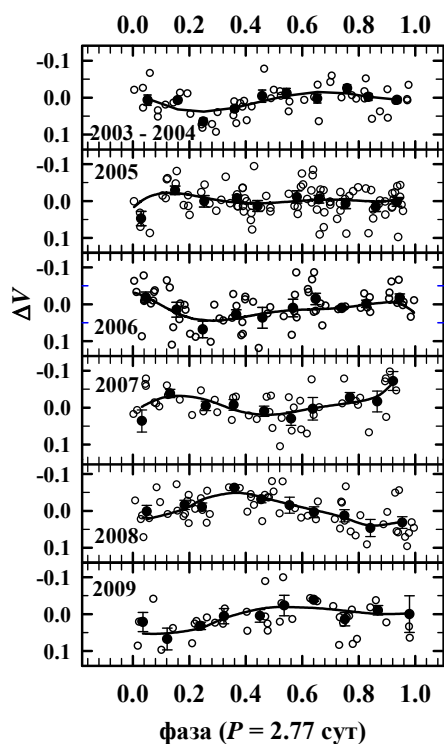


Рис. 2. Вращательная модуляция блеска YZ CMi.

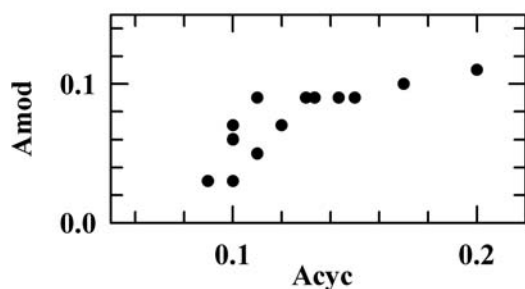


Рис. 3. Амплитуда вращательной модуляции блеска на разных фазах цикла активности.

Для изучения вращательной модуляции блеска мы рассмотрели фазовые кривые, построенные по наиболее плотным данным из [16] для выделенных сезонов в 2003–2009 гг., начальная эпоха $T_0 = 2452894.9005$. Циклические колебания с периодом 27.5 лет были вычтены из исходного ряда. Результаты, представленные на рис. 2, показывают, что у звезды проявляется вращательная модуляция с амплитудой $<0.1^m$. Пятна покрывают оба полушария, концентрируясь на активных долготах, соответствующих фазам 0.25 и 0.85. В 2007 г. наблюдалась концентрация пятен на фазе 0.5.

Смена долготы более активной, доминирующей области, вызывающей наибольшую амплитуду модуляции блеска, происходит за время около 3 лет, т.е. цикл восстановления активной долготы у YZ CMi составляет около 6 лет. Амплитуда вращательной модуляции возрастает при вхождении в максимум активности и далее остается практически постоянной (рис. 3), в максимуме активности пятна распределяются примерно одинаково на обоих полушарах.

Заключение

В проявлении магнитной активности звезды YZ CMi наблюдаются вспышки, характерные для звезд типа UV Cet, и поверхностные пятна, свойственные звездам типа BY Dra. Обнаруженный у звезды цикл активности, связанный с процессами образования пятен, составляет 27.5 лет. Для обеспечения этого цикла звезда совершает в десятки раз большее число оборотов, чем Солнце. Значительная амплитуда цикла, более 0.2^m , указывает на большую запятнённость этой звезды, в максимуме активности до 38% ее полной площади [12]. Большая площадь запятнения и высокая энергия вспышек отличает её активность от типичной для Солнца и других звёзд малых масс. В распределении пятен отмечается существование активных долгот и циклическая их смена на шкале ~ 6 лет, (возможное проявление «flip-flop» эффекта). Это указывает на существенную роль крупномасштабного магнитного поля в формировании активности. Особенности активности этой звезды ставят новые задачи в теории генерации магнитных полей на красных карликах.

Автор выражает благодарность за обсуждение работы М.А. Лившицу, М.М. Кацовой, А.А. Шляпникову.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ, проекты № 15-02-06271, № 16-02-00689.

Литература

1. Baliunas S.L., Nesme-Ribes E., Sokoloff D., Soon W.H. // *ApJ*, 1996, 460, 848.
2. Кацова М.М., Бондарь Н.И., Лившиц М.А. // *АЖ*, 2015, 92, 253.
3. Suarez Mascareño A., Rebolo R., González Hernández J.I. // *Astron. Astrophys.*, 2016, 595, 12.
4. Жилев Б.Е., Цан Ю.Т., Андреев М.В. и др. // *Кинематика и физика небесных тел*, 2011, 27, 75.
5. Kowalski A.F., Hawley S.L., Holtzman J.A. et al. // *ApJ. Let.*, 2010, 714, L98.
6. Чугайнов П.Ф. // *Изв. Крымск. астрофиз. обс.*, 1974, 52, 3.
7. Pettersen B.R., Kern G.A., Evans D.S. // *Astron. Astrophys.* 1983, 123, 184.
8. Katsova M. M., Tsikoudi V. // *ApJ.*, 1993, 402, L9.
9. Phillips M. J., Hartmann L. // *ApJ.*, 1978, 224, 182.
10. Бондарь Н.И. // *Изв. Крымск. астрофиз. обс.*, 1996, 93, 111.
11. Bondar N.I. // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1995, 111, 259.
12. Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В. // *АЖ*, 2017, 94, 240.
13. Алексеев И.Ю. Запятненные звезды малых масс. – Одесса: АстроПринт-2001, с. 137.
14. Алексеев И.Ю., Бондарь Н.И. // *ПАЖ*, 1997, 23, 294.
15. Amado P.J., Zboril M., Butler C.J., Byrne P.B. // *Cont. Astron. Obs. Skalnaté Pleso*, 2001, 31, 13 (№ 1).
16. Pojmanski G. // *Acta Astron.*, 1997, 47, 467.
17. AVE [<http://www.gea.cesca.es>].

ПРИЗНАКИ ПОДГОТОВКИ ВСПЫШКИ КЛАССА X1.1 В NOAA 11515 (06.07.2012) ПО ДАННЫМ SDO И РАТАН-600

Боровик В.Н.¹, Абрамов-Максимов В.Е.¹, Опейкина Л.В.², Тлатов А.Г.¹

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²САО РАН, Нижний Архыз, Россия

THE SIGNS OF PREPARATION OF THE X1.1 FLARE IN NOAA 11515 (06.07.2012) AS BASED ON SDO AND RATAN-600 DATA

Borovik V.N.¹, Abramov-Maximov V.E.¹, Opeikina L.V.², Tlatov A.G.¹

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Special astrophysical observatory RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

***Context:** We continue to study solar active regions (ARs) where strong flares occurred. The research of ARs on pre-flare phase (during a few days before the flare) can reveal features in microwave emission of AR and its magnetic-field characteristics that indicate that a powerful flare is about to take place. **Aims:** The aim of this research is to study evolution of AR NOAA 11515, where X1.1 flare occurred, using radio and magnetographic observations. **Methods:** We analysed microwave emission and magnetic-field characteristics of AR as based on RATAN-600 and SDO data. **Results:** We find the high increase of the horizontal magnetic gradient and its displacement in AR during several days prior to the X-flare. The magnetic field gradient in AR reached the highest value for 2.5 days prior to the flare. We also find the increase of microwave emission 12–16 hours prior to the X-flare in the place of the highest magnetic gradient in AR where flare occurred. Such signs of preparation of flare X1.1 in AR 11515 are typical for the most eruptive events with X-flares in 2011–2017 investigated earlier.*

Цель данной работы – выявить признаки подготовки большой вспышки X1.1 в АО 11515 6 июля 2012 г. по результатам анализа **магнитографических** характеристик и **микроволнового** излучения АО в течение нескольких дней перед вспышкой.

Работа выполняется в рамках задачи по выявлению признаков подготовки всех больших вспышек на Солнце класса X, зарегистрированных за период 2011–2017 гг., по микроволновому излучению активных областей (АО) и их магнитографическим характеристикам перед вспышками. Обобщение и статистический анализ выявленных признаков позволит развить методы прогноза больших вспышек и продвинуться в понимании их физической природы. Ранее авторами из анализа ряда АО 2011–2017 гг. [1, 2], в которых произошли вспышки класса X, было установлено, что в подавляющем большинстве случаев в АО наблюдается резкий рост горизонтального градиента магнитного поля за 2–3 дня до сильной вспышки, которая происходит через 5–20 часов после максимума градиента на фазе его спада. Одновременно в микроволновом излучении АО за 1–2 дня перед сильной вспышкой регистрируется развитие нового микроволнового ис-

точника над местом максимального сближения полей противоположной полярности вблизи нейтральной линии фотосферного магнитного поля в АО.

Рассматриваемая в данной работе АО 11515 появилась из-за лимба 26 июня 2012 г.; 27 июня ее площадь составляла 200 м.д.п. (по данным SWPC PRF). По мере прохождения по диску Солнца ее площадь увеличивалась и 6 июля (в день, когда в АО произошла вспышка X1.1 (пик вспышки в 23:08 UT)), площадь группы составляла 900 м.д.п., группа состояла из 60 пятен. За период с 29 июня по 8 июля АО 11515 проявила высокую вспышечную активность: в ней произошло 69 вспышек класса C, 30 вспышек класса M и одна вспышка X1.1, которая сопровождалась радио-всплесками типа II и IV и CME, зарегистрированным на LASCO C3 в 23:24 UT.

Исследование **магнитографических характеристик** АО 11515 выполнялось по методу, описанному в [3]. Проводился анализ данных SDO/HMI со временем накопления 45 сек. Использовалась процедура автоматического выделения солнечных пятен и промера в них магнитного потока по данным наблюдений SDO/HMI в континууме и по магнитографическим наблюдениям. Для описания эволюции магнитного поля построены индексы, в которые входит параметр, обратно пропорциональный расстоянию между разнополярными магнито-связанными областями. Расстояние между областями вычислялось между границами по пороговому магнитному полю ($\sim \pm 500$ Гс), которые определялись по данным наблюдений в «белом свете», а их магнитные характеристики – путем совмещения границ пятен с магнитограммами Солнца в тот же момент времени.

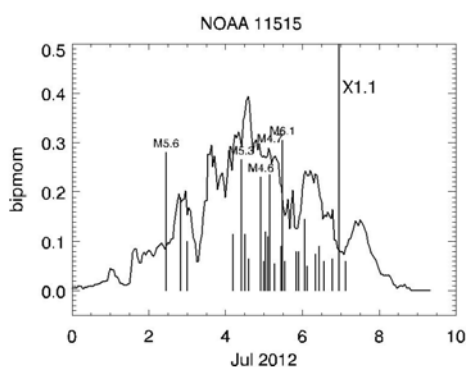


Рис. 1.

На рис. 1 приведено развитие суммарного горизонтального градиента магнитного поля (индекса «birmom») в АО 11515 за период с 1 по 8 июля. Здесь вертикальными линиями отмечены моменты вспышек класса M (длина линий пропорциональна мощности вспышек) и момент вспышки X1.1. Можно видеть общее нарастание за исследуемый период суммарного горизонтального градиента магнитного поля в АО 11515 и последующий спад его после максимума 4 июля. Большая вспышка X1.1 произошла через 2.5 суток после максимума суммарного градиента всей области. Отметим также, что, как видно на рис. 1, большинство вспышек мощнее M4 (в том числе и вспышка X1.1), происходила после локального подъема суммарного градиента «birmom», на фазе его спада.

Было прослежено перемещение места нахождения максимального градиента в АО перед вспышкой X1.1 за период 5–7 июля.

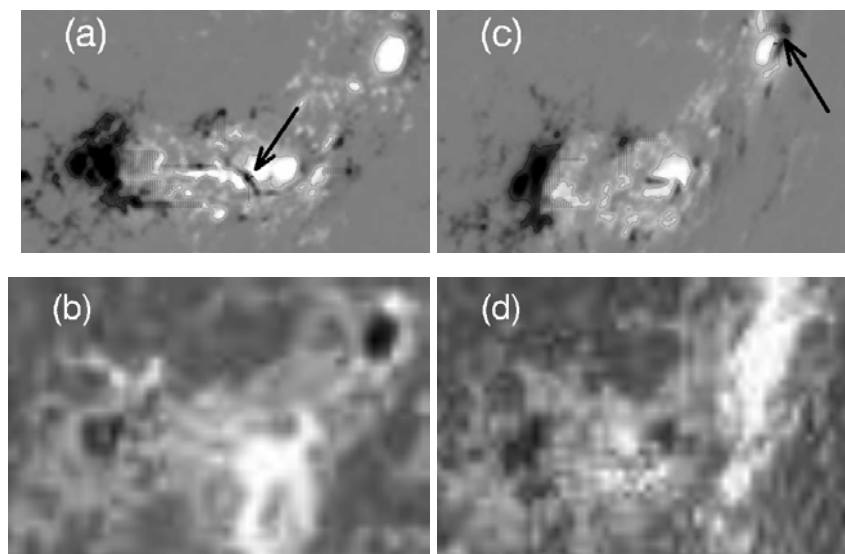


Рис. 2.

Анализ магнитограмм АО показал, что в течение 5 июля и до конца дня 6 июля максимум горизонтального градиента магнитного поля находился в центральной части группы (место максимального градиента указано стрелкой на рис. 2а). Именно в этом месте был зарегистрирован очаг мощной вспышки M6.1 (05.07.2012, 11:44 UT), что видно на рис. 2b, где представлено изображение АО 11515 в 11:47 UT в линии 1600Å (SDO/AIA). Далее, по мере развития АО, с запада к головному пятну приблизилось поле противоположной полярности, и в дальнейшем максимум градиента стабильно фиксировался в этой части АО (показано стрелкой на рис. 2с). Именно в этом месте и произошла большая вспышка X1.1 (06.07.2012, 23:08), что видно на рис. 2d.

Микроволновое излучение АО 11515 исследовалось на основе ежедневных много-азимутальных спектрально-поляризационных многоволновых наблюдений Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 [4]. Анализ результатов данных выполнялся в диапазоне волн 1.8–4.0 см.

На рис. 3 приведены последовательные фрагменты радио-сканов Солнца (АО 11515), совмещенные с изображением группы пятен и магнитограммой АО.

Использование много-азимутальных наблюдений Солнца на РАТАН-600 позволило надежно отождествить отдельные компоненты микроволнового источника с участками АО, а также исследовать их эволюцию на протяжении 4-х часов ежедневно. Привлекались также наблюдения потока радиоизлучения Солнца на волнах 3.2 и 4.9 см (ГАС ГАО), отражающие всплесковую (вспышечную) составляющую интегрального потока Солнца.

На рис. 3 можно видеть возрастание интенсивности микроволнового источника, отождествленного с головной частью группы, перед большой вспышкой X1.1, которая произошла в северо-западной части головного

пятна группы (рис. 2с) в результате сближения его с пятном противоположной полярности и образования высокого горизонтального градиента магнитного поля.

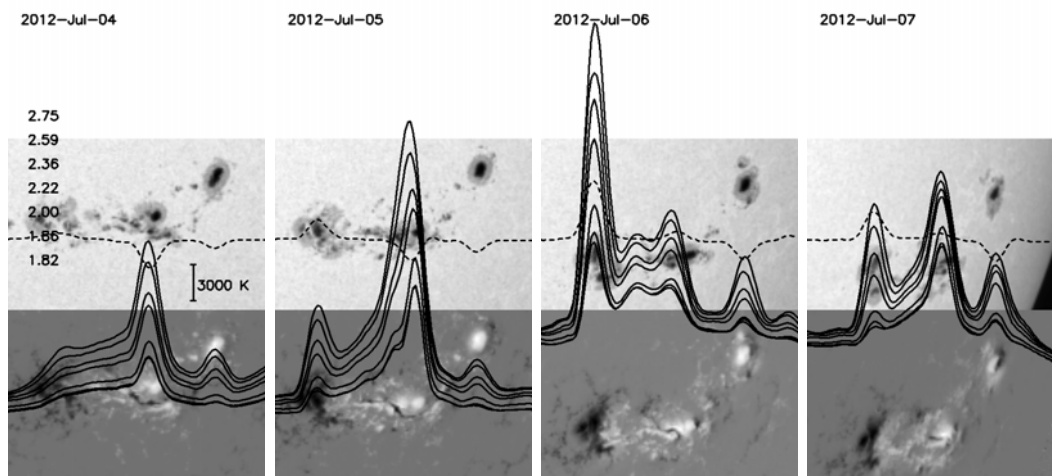


Рис. 3.

На основе анализа наблюдений Солнца на РАТАН-600 в различных азимутах в день вспышки 6 июля сделан вывод: нарастание интенсивности микроволнового излучения над головным пятном началось за 12–16 часов до мощной X вспышки. Однако сопоставления эволюции развившегося микроволнового источника непосредственно перед вспышкой с эволюцией величины градиента не проводилось из-за близкого расположения АО от лимба, где измерения недостаточно надежны.

Таким образом, в АО 11515 выявлены следующие признаками подготовки X-вспышки, которые оказались типичными и для большинства исследованных ранее событий 2011–2017 гг. с сильными вспышками [1, 2]:

а) За время развития АО зарегистрирован резкий рост суммарного горизонтального градиента магнитного поля в АО. Вспышка X1.1 произошла через 2.5 суток после максимума суммарного градиента по всей АО, через 10–12 часов после прохождения локального максимума градиента.

б) В процессе развития группы происходило смещение положения максимального градиента в АО. Первые вспышки класса M в этой АО происходили в центральных участках области, где первоначально фиксировался максимальный горизонтальный градиент. Вспышка X1.1 произошла в головной части группы пятен, куда переместился максимальный градиент и стабильно регистрировался там после вспышки.

в) За 12–16 часов до вспышки зарегистрировано возрастание источника микроволнового излучения, отождествленного с местом очага будущей вспышки X1.1 и максимального градиента в АО.

Литература

1. *Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A.* Solar Phys., **290**, 53, 2015.
2. *Абрамов-Максимов В.Е. Боровик В.Н., Опейкина Л.В. и др.,* настоящий сборник, 2017.
3. *Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Makarova V.V., Otkidychev P.A.* Solar Phys. **289**, 1403, 2014.
4. *Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А.* Астрофиз. бюллетень, **66**, № 2, с. 223, 2011.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОНЦЕ XX – НАЧАЛЕ XXI ВЕКА. ГИСТЕРЕЗИС ИНДЕКСОВ АКТИВНОСТИ В СИЛЬНЫХ И СЛАБЫХ ЦИКЛАХ НА ПРИМЕРЕ 22, 23 И 24 ЦИКЛОВ

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

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

²ИПГ Госкомгидромета им. Е.К. Федоров, Москва

CYCLIC VARIATIONS OF SOLAR RADIATION FLUXES AT THE END OF XX – THE BEGINNING OF XXI CENTURY. HYSTERESIS OF SOLAR INDICES IN STRONG AND WEAK CYCLES 22, 23 AND 24

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

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

²Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow

In this work we study the regression relationships of solar activity indices with 10.7 cm solar radio flux ($F_{10.7}$) for 22, 23 and 24 cycles. The effect of hysteresis for the daily averaged values of solar activity indices versus radio flux $F_{10.7}$ has been analyzed. For the HeI 58.4 nm line background radiation and CIII 97.7 nm line background radiation (SDO/EVE data for 2010–2017) the comparing of the regression results for the $F_{10.7}$ and the 0.1–0.8 nm ($F_{0.1-0.8}$) background flux (GOES-15) data was done.

Анализируется солнечная активность в 22, 23 и 24 циклах. Проведены оценки циклических вариаций числа солнечных пятен (SSN) и потоков излучения в различных линиях и спектральных диапазонах в сравнении с общим уровнем излучения Солнца, традиционно определяемым по потоку радиоизлучения $F_{10.7}$ на волне 10.7 см (2.8 ГГц).

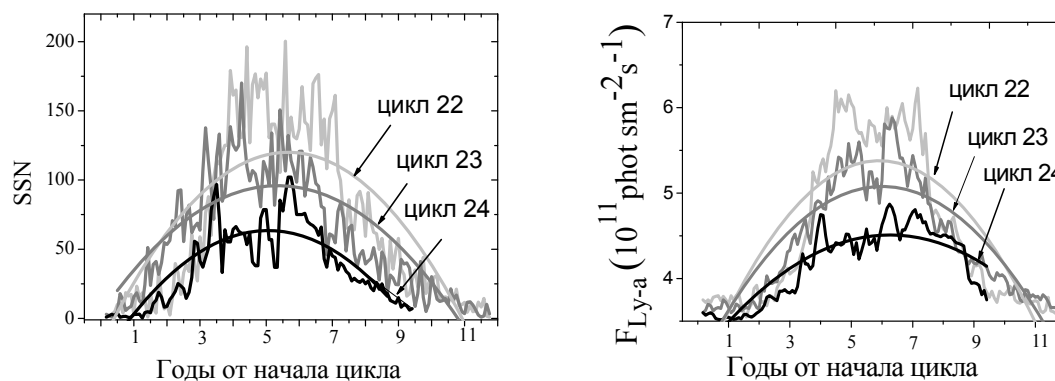


Рис. 1. Слева: Сравнение вариаций среднемесячных значений относительного числа солнечных пятен SSN в 22, 23 и 24 циклах. Справа: Вариации среднемесячных величин потока в линии водорода Лайман-альфа ($F_{Ly-\alpha}$) в 22, 23 и 24 циклах.

Сравнительный анализ вариаций солнечной постоянной и солнечных индексов в УФ-диапазоне, важных параметров для моделирования состояния земной атмосферы, в 24 цикле (текущий 24-й цикл активности является самым слабым солнечным циклом более чем за последние 100 лет) и в сильных 22 и 23 циклах показал относительные различия в амплитудах вариаций от минимума к максимуму цикла.

24 цикл характеризуется примерно в 2 раза более низкими значениями максимальных амплитуд вариаций УФ-индексов и индекса вспышечной активности по сравнению с циклами 21–23, и это соответствует низкой солнечной активности в целом.

В 24 цикле сохраняется тенденция последних лет, связанная с заметным уменьшением вариаций солнечных пятен в 11-летнем цикле [1, 2]. Возможно, 25 цикл активности будет примерно равным или слабее, чем 24 цикл, см. рис. 1.

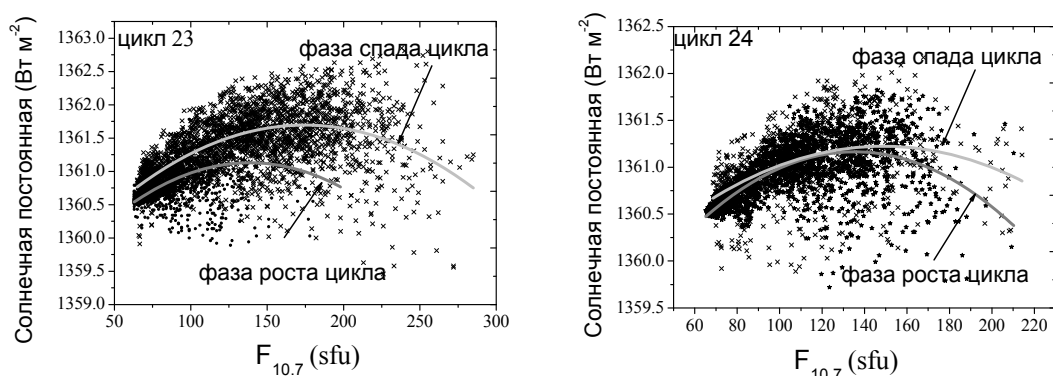


Рис. 2. Слева: Эффект гистерезиса TSI – $F_{10.7}$ в 23 цикле. Показаны линии квадратичных регрессий. Справа: Эффект гистерезиса TSI – $F_{10.7}$ в 24 цикле.

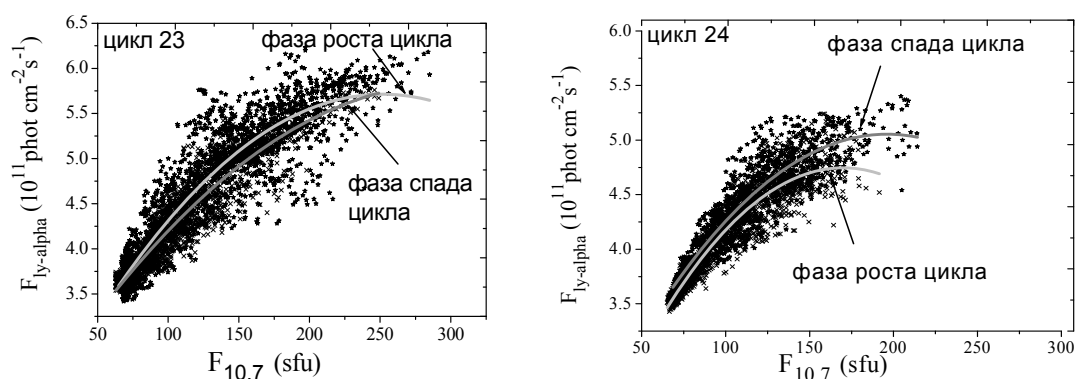


Рис. 3. Слева: Эффект гистерезиса $F_{Ly-alpha}$ – $F_{10.7}$ в 23 цикле. Показаны линии квадратичных регрессий. Справа: Эффект гистерезиса $F_{Ly-alpha}$ – $F_{10.7}$ в 24 цикле.

Эффект гистерезиса при разном уровне солнечной активности проявляется в неоднозначной взаимосвязи излучения солнечной фотосферы, хромосферы и короны. Явление гистерезиса в солнечно-земной физике активно изучается, начиная с работ [3–5].

В данной работе проанализирован эффект гистерезиса между ежедневными значениями величин солнечных индексов активности и потоком $F_{10.7}$. Для фонового излучения в линиях HeI 58.4 нм ($F_{58.4}$) и CIII 97.7 нм ($F_{97.7}$) по данным SDO/EVE за 2010–2017 гг. наряду с $F_{10.7}$ также проведено сравнение с фоновым потоком $F_{0.1-0.8}$. (данные GOES-15). Временной ряд ежедневных значений потока фонового излучения в УФ-диапазоне в линиях HeI 58.4 нм и CIII 97.7 нм сформирован нами из архива ежедневных наблюдения SDO/EVE за 2010–2017 гг., см. [6].

Временной ряд ежедневных значений потока фонового излучения в рентгеновском диапазоне $F_{0.1-0.8}$ сформирован нами из архива ежедневных наблюдения GOES-15 за 2010–2017 гг., см. [7]. На рис. 2 и рис. 3 в качестве примеров показан гистерезис между солнечной постоянной (TSI) и $F_{10.7}$ (рис. 2) и между $F_{Ly-alpha}$ и $F_{0.1-0.8}$ (рис. 3). Видно различие для относительно сильного 23 цикла и слабого 24 цикла. Во всех исследуемых индексах активности эффект гистерезиса также был различным для сильных (22 и 23) и слабого (24) циклов. Коэффициенты квадратичной регрессии индексов активности относительно $F_{10.7}$ в сильном 22 цикле приводятся в [8].

В таблице 1 приведены коэффициенты квадратичной регрессии и их дисперсии для зависимостей TSI и потоков F_{index} в УФ-линиях от $F_{10.7}$ и от $F_{0.1-0.8}$ в слабом 24 цикле, соответствующие уравнениям:

$$F_{index} R, D = A + C_1 \cdot F_{10.7} + C_2 \cdot F_{10.7}^2 \quad (1)$$

$$F_{index} R, D = A + C_1 \cdot F_{0.1-0.8} + C_2 \cdot F_{0.1-0.8}^2 \quad (2)$$

Индексы R и D обозначают фазу роста Rise и спада Decline.

Таблица 1. Коэффициенты квадратичной регрессии из (1) и (2) и их дисперсии.

$AI \leftrightarrow F_{10.7}$	A	C_1	C_2	σA	σC_1	σC_2
SSN \leftrightarrow F _{10.7} ,R	-158,6	2,67	-0,0049	4,8	0,009	4,49E-4
SSN \leftrightarrow F _{10.7} ,D	-108,8	1,93	-0,00294	9,2	0,15	6,00E-4
TSI \leftrightarrow F _{10.7} ,R	1358,84	0,0138	-2,79E-5	0,068	3,14E-4	9,8E-7
TSI \leftrightarrow F _{10.7} ,D	1359,01	0,0145	-3,2E-5	0,09	0,0001	6,5E-7
F _{La} \leftrightarrow F _{10.7} ,R	1,37	0,04	-1,16E-4	0,03	0,0007	3,4E-6
F _{La} \leftrightarrow F _{10.7} ,D	1,73	0,033	-8,5E-5	0,065	0,0015	4,1E-6
MgII \leftrightarrow F _{10.7} ,R	0,133	3,24E-4	-8,94E-7	3,3E-4	6,5E-6	3,38E-8
MgII \leftrightarrow F _{10.7} ,D	0,134	3,04E-4	-7,23E-7	4,91E-4	7,9E-6	3,1E-8
F _{97.7} \leftrightarrow F _{10.7} ,R	4,67E-5	1,14E-6	-3,32E-9	3,5E-6	5,9E-8	2,45E-10
F _{97.7} \leftrightarrow F _{10.7} ,D	3,82E-5	1,49E-6	-3,96E-9	3,1E-6	5,1E-8	1,99E-10
F _{97.7} \leftrightarrow F _{0.1-0.8} ,R	1,36E-4	4,1E1	-1,45E7	4,5E-7	1,56	1,1E5
F _{97.7} \leftrightarrow F _{0.1-0.8} ,D	1,24E-4	6,1E1	-1,76E7	5,23E-7	1,83	1,26E6
F _{58.4} \leftrightarrow F _{10.7} ,R	3,99E-7	7,4E-9	-1,76E-9	2,04E-6	1,24E-10	1,24E-10
F _{58.4} \leftrightarrow F _{10.7} ,D	4,38E-6	6,13E-7	-1,43E-9	1,62E-6	3,01E-8	1,33E-10
F _{58.4} \leftrightarrow F _{0.1-0.8} ,R	4,78E-5	31,34	-8,7E6	4,1E-7	1,33	5,1E5
F _{58.4} \leftrightarrow F _{0.1-0.8} ,D	4,27E-5	23,17	-3,51E6	3,72E-7	1,28	8,5E5

Сравнение коэффициентов квадратичной регрессии на фазах подъема и спада циклов показывает существенное различие между ними в сильных (22-й и 23-й) циклах и слабых (24-й и, возможно, 25-й) циклах. Это позволяет уточнить прогноз УФ-индексов и солнечной постоянной с учетом различий как для сильных и слабых циклов, так и для фазы подъема и спада внутри одного цикла.

Выводы

1. В 24 цикле сохраняется тенденция последних лет, связанная с постепенным уменьшением числа солнечных пятен и величин других солнечных индексов в 11-летнем цикле. Ожидается, что 25 цикл активности будет примерно равным или слабее, чем 24 цикл.
2. Линейные зависимости индексов активности от $F_{10.7}$ для 22, 23 и 24 циклов показывают, что для взаимосвязи между SSN и $F_{10.7}$, а также TSI и $F_{10.7}$ различия практически не видно. Для взаимосвязи между $F_{\text{Ly-alpha}}$ и $F_{10.7}$, MgII c/w и $F_{10.7}$ а также $F_{0.1-0.8}$ и $F_{10.7}$ видны существенные различия.
3. Анализ эффекта гистерезиса между ежедневными значениями величин солнечных индексов активности и потоком $F_{10.7}$ показал, что есть существенное различие между ними в сильных и слабых циклах.
4. Связь между индексами активности и потоком $F_{10.7}$ – более сильная с учетом эффекта гистерезиса, чем между индексами активности и $F_{0.1-0.8}$.
5. Учет эффекта гистерезиса позволяет уточнить прогноз относительного числа солнечных пятен SSN, УФ-индексов (потоков в линиях H Lyman-alpha, в линиях HeI 58.4 нм и CIII 97.7 нм и MgII 280 нм c/w) и солнечной постоянной в зависимости от коэффициентов квадратичной регрессии, различающихся как для сильных и слабых циклов, так и для фазы подъема и спада цикла.

Литература

1. Kleeorin Y., Safiullin N., Kleeorin N., Porshnev S., Rogachevskii I., Sokolov D. 2016, MNRAS, **460**, 3960.
2. Наговицын Ю.А., Тлатов А.Г., Наговицына Е.Ю. 2016, АЖ, **93**, 819.
3. Watanabe K., Hinteregger H.E. 1962, J. Geophys. Res., **67**, 999.
4. Ching B.K., Chiu Y.T. 1973, J. Atmos. Terr. Physics, **35**, 1615.
5. Bachmann K.T., White O.R. 1994, Solar Physics, **150**, 347.
6. SDO // http://lasp.colorado.edu/eve/data_access/service/plot_averages/index.html
7. GOES-15 // http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive/
8. Бруевич Е.А., Якунина Г.В. 2016, *Астрофизика*, **59**, N.3, 413.

ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВНЕ ВСПЫШЕК (ФОНОВЫХ ПОТОКОВ) В УФ ДИАПАЗОНЕ В 24 ЦИКЛЕ

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

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

FLUXES OF SOLAR RADIATION IN THE UV-RANGE OUTSIDE OF THE FLARES (BACKGROUND RADIATION) IN CYCLE 24

Bruevich E.A., Yakunina G.V.

Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute, Moscow

Solar UV-radiation is formed in the upper chromosphere and transition region, X-ray radiation – in the corona; solar fluxes in these ranges of radiation represent a relatively small part in the total radiation flux. However, even slight variations of radiation in these ranges cause a noticeable change in the UV and X-ray activity indices. Short-wave background radiation considerably (in times) changes during the cycle of activity and connected with the general level of solar activity. Regression analysis showed a close interconnection between the background radiation in individual lines in the UV-range, the background flux in the soft x-ray range and the radio 10.7 cm flux ($F_{10.7}$). In this paper the experimental data of the background fluxes in the HeI 58.4 nm, HeII 30.4 nm, CIII 97.7 nm and FeXVIII 9.4 nm lines from the archive of observational data of the Solar Dynamics Observatory (SDO) have been studied.

Исследования в ультрафиолетовой (УФ) и рентгеновской областях солнечного спектра являются необходимыми при прогнозе состояния ионосферы Земли. К УФ-области спектра электромагнитных волн относится диапазон от 5 до 400 нм, излучение в диапазоне 0.1–0.8 нм относится к мягкому рентгену. УФ-фотоны поглощаются в верхних слоях атмосферы Земли, вызывают ионизацию и диссоциацию компонентов атмосферы, приводящих к образованию ионосферы. Солнечное УФ-излучение формируется в верхней хромосфере и переходной области, рентгеновское – в короне; потоки в этих диапазонах составляют сравнительно небольшую долю в общем потоке излучения, при этом играют определяющую роль в формировании верхней атмосферы Земли.

В работе исследуются фоновые потоки в линиях, относящихся к крайнему ультрафиолету (КУФ – EUV), из данных архива ежедневных наблюдений SDO/EVE в течение 24 цикла (2010–2017 гг.) [1]. В эксперименте SDO/EVE проводятся наблюдения солнечного EUV-излучения более чем в 50 линиях и спектральных диапазонах. Временное разрешение в 1 мин позволяет анализировать вспышечную активность и вариации фонового потока в этих 50 линиях. По данным SDO/EVE нами сформированы массивы данных ежедневных значений потоков фонового излучения в УФ-

диапазоне в линиях HeII 30.4 нм, HeI 58.4 нм, CIII 97.7 нм и FeXVIII 9.4 нм. Проведено сравнение с соответствующими величинами потока $F_{10.7}$ по данным [2] и фонового потока излучения в рентгеновском диапазоне 0.1–0.8 нм ($F_{0.1-0.8}$) по наблюдениям на спутнике GOES-15 [3].

Области формирования эмиссионных УФ-линий в солнечной атмосфере зависят от температуры, см. [4, 5]).

Линия HeII 30.4 нм образуется в переходной области ($\log T \sim 4.75$, [5]). Временной ряд ежедневных значений потока фонового излучения в линии HeII 30.4 нм сформирован нами из архива SDO/EVE [1]. Данные по линиям HeII 30.4 нм и FeXVII 9.4 нм доступны лишь на фазе роста 24 цикла из-за проблем с измерительной аппаратурой, начавшихся в 2014 г.

На рис. 1 представлены зависимости потока фонового излучения на волне 30.4 нм от потока $F_{10.7}$ по данным [1] и от $F_{0.1-0.8}$ по данным [3] на фазе роста 24 цикла. Показаны линейная и квадратичная регрессии.

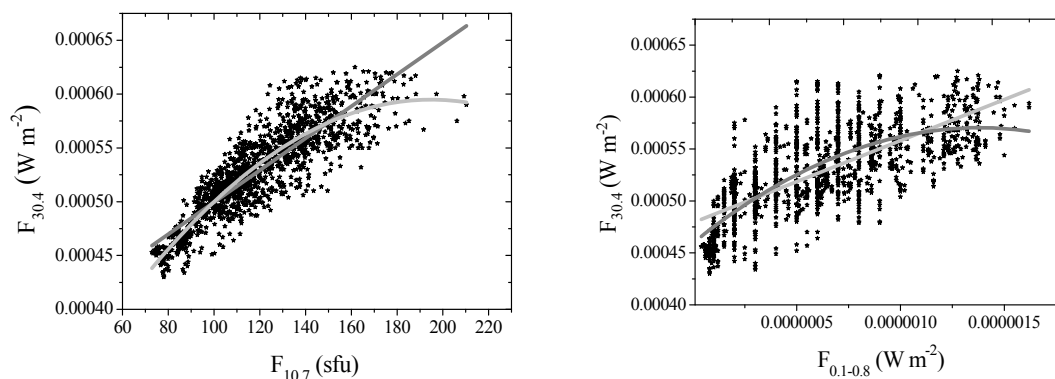


Рис. 1. Слева: Зависимость потока фонового излучения в УФ-диапазоне на волне 30.4 нм от потока $F_{10.7}$. Справа: Зависимость потока на волне 30.4 нм от потока $F_{0.1-0.8}$. Фаза роста 24 цикла (2010–2014 гг.).

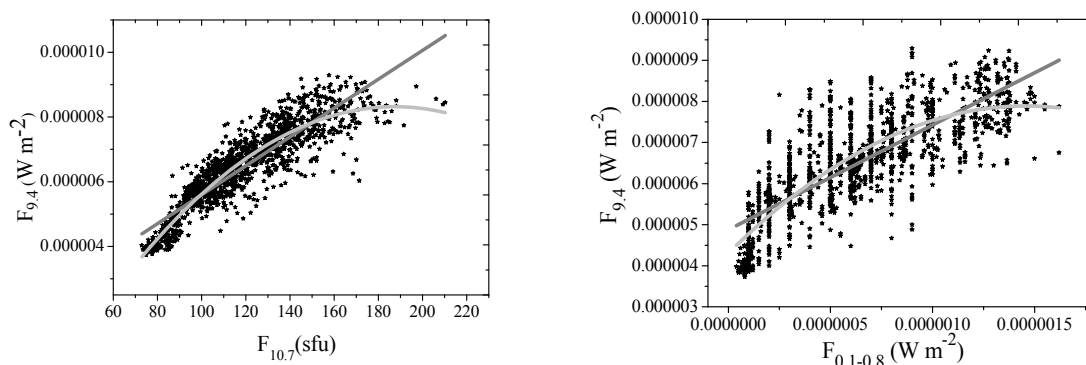


Рис. 2. Слева: Зависимость потока фонового излучения на волне 9.4 нм от потока $F_{10.7}$. Справа: Зависимость потока на волне 9.4 нм от потока $F_{0.1-0.8}$. Фаза роста 24 цикла (2010–2014 гг.).

Линия FeXVII 9.4 нм образуется в короне ($\log T \sim 6.7-7.2$, [4, 5]). Временной ряд ежедневных значений потока фонового излучения в УФ-

диапазоне в линии FeVIII 9.4 нм сформирован нами из архива ежедневных наблюдений SDO/EVE [1] за 2010–2014 гг.

На рис. 2 показана линейная и квадратичная зависимости потока фонового излучения на волне 9.4 нм от $F_{10.7}$ и от потока $F_{0.1-0.8}$ на фазе роста 24 цикла.

Линия CIII 97.7 нм образуется в переходной области ($\log T \sim 4.68$, [5]). Временной ряд ежедневных значений потока фонового излучения в линии CIII 97.7 нм сформирован нами из архива ежедневных наблюдений SDO/EVE [1]. Данные по линии CIII 97.7 нм охватывают весь 24 цикл.

На рис. 3 показана линейная и квадратичная зависимости потока фонового излучения на волне 97.7 нм от потока $F_{10.7}$ и от потока $F_{0.1-0.8}$ за весь 24 цикл.

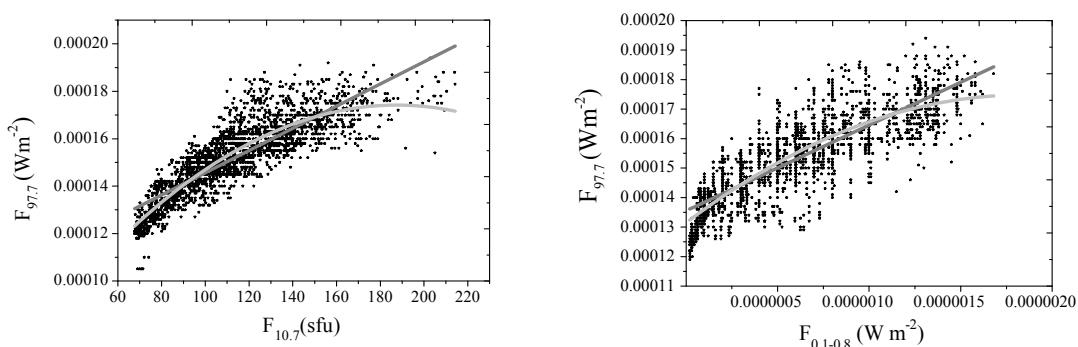


Рис. 3. Слева: Зависимость потока фонового излучения на волне 97.7 нм от потока $F_{10.7}$. Справа: Зависимость потока на волне 97.7 нм от потока $F_{0.1-0.8}$ в 24 цикле (2010–2017 гг.).

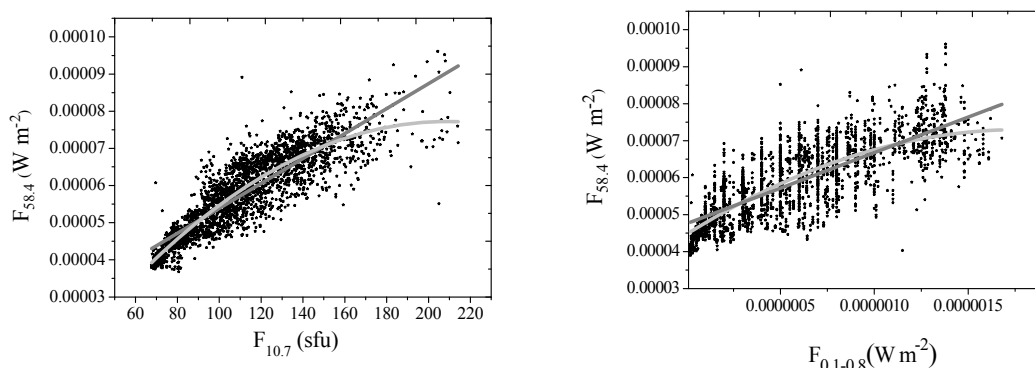


Рис. 4. Слева: Зависимость потока фонового излучения на волне 58.4 нм от потока $F_{10.7}$. Справа: Зависимость потока на волне 58.4 нм от $F_{0.1-0.8}$ в 24 цикле (2010–2017 гг.).

Линия HeI 58.4 нм образуется в хромосфере ($\log T \sim 4.25$, [5]). Временной ряд ежедневных значений потока фонового излучения в линии HeI 58.4 нм сформирован нами из архива ежедневных наблюдений SDO/EVE [1]. Данные по линии HeI 58.4 нм охватывают весь 24 цикл.

На рис. 4 показана зависимость потока фонового излучения на волне 58.4 нм от потока $F_{10.7}$ и от потока $F_{0.1-0.8}$ за весь 24 цикл.

В сводной таблице 1 приведены коэффициенты квадратичной регрессии и их дисперсии для зависимостей потоков в УФ-линиях от величины $F_{10.7}$ и от $F_{0.1-0.8}$ в 24 цикле, соответствующие уравнениям:

$$F_{\text{line}} = A + B_1 \cdot F_{10.7} + B_2 \cdot F_{10.7}^2 \quad (1)$$

$$F_{\text{line}} = A + B_1 \cdot F_{0.1-0.8} + B_2 \cdot F_{0.1-0.8}^2 \quad (2)$$

Таблица 1. Коэффициенты квадратичной регрессии зависимостей (1) и (2).

$F_{\text{line}} \leftrightarrow F_{10.7}$	A	B_1	B_2	σA	σB_1	σB_2
$F_{30.4} \leftrightarrow F_{10.7}$	1.945E-4	4.108E-6	-1.054E-8	1.0336E-5	1.69191E-7	6.74807E-10
$F_{30.4} \leftrightarrow F_{0.1-0.8}$	4.595E-4	160.55	-5.812E7	2.243E-6	7.37	5.065E6
$F_{9.4} \leftrightarrow F_{10.7}$	-4.12E-6	1.33E-7	-3.54E-10	2.661E-7	4.35711E-9	1.74E-11
$F_{9.4} \leftrightarrow F_{0.1-0.8}$	4.31E-6	4.92	-1.689E6	5.72E-8	0.18803	1.290E5
$F_{9.4} \leftrightarrow F_{10.7}$	4.94 E-5	1.33E-6	-3.54E-9	2.11E-6	3.56E-8	1.45E-10
$F_{97.7} \leftrightarrow F_{0.1-0.8}$	4.94E-5	1.33E-6	-3.548E-9	2.11E-6	3.57E-8	1.45E-10
$F_{58.4} \leftrightarrow F_{10.7}$	-5.95E-6	7.97E-7	-1.91E-9	1.37E-6	2.33E-8	9.529E-11
$F_{58.4} \leftrightarrow F_{0.1-0.8}$	44.71	3.17E7	-8.91E12	0.33	1.11E6	7.52E10

Регрессионный анализ показал, что в случае квадратичной регрессии величина RSS (Residual Sum of Squares) заметно меньше, чем в случае линейной регрессии.

Выводы

1. В работе сформированы 4 массива данных о ежедневных величинах фоновых потоков в следующих линиях: HeI 58.4 нм (2010–2017 гг.), HeII 30.4 нм (2010–2014 гг.), CIII 97.7 нм (2010–2017 гг.) и FeXVIII 9.4 нм (2010–2014 гг.) из архива данных SDO.
2. Анализ временных рядов изучаемых потоков в УФ-линиях показал, что имеет место сильная корреляция между этими потоками и потоком в радиодиапазоне $F_{10.7}$. Соответственная корреляция с потоком в мягком рентгене $F_{0.1-0.8}$ оказалась значительно слабее.
3. Использовались уравнения второго порядка (квадратичная регрессия), так как в этом случае величина RSS заметно меньше, чем в случае линейной регрессии (более точно описывает массив наблюдений).

Литература

1. SDO – http://lasp.colorado.edu/eve/data_access/service/plot_averages/index.html
2. $F_{10.7}$ (British Columbia data) – <http://www.swpc.noaa.gov/>
3. GOES-15 – http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive/
4. *Lemen J. R. et al.* 2012, *Solar Phys.*, **275**, 17.
5. *Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М.* 1969, *Солнце и ионосфера*, М.: Наука.

ХАРАКТЕРИСТИКИ КРУПНЫХ ВСПЫШЕК В 24 ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

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

THE CHARACTERISTICS OF LARGE FLARES IN SOLAR ACTIVITY CYCLE 24

Bruevich E.A., Yakunina G.V.

Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute, Moscow

The analysis of large flares (X-class > M5) according to GOES-15 and SDO/EVE observational data in 24-th cycle of solar activity (2010–2017) has been done. We have calculated the total energy E [J/m²] which comes to Earth at the distance of 1au for 30 large flares of X-class M5 – X9: (1) – in the X-ray range 0.1–0.8 nm, (2) – in the chromosphere line HeII 30.4 nm and (3) – in the coronal line FeXVIII 9.4 nm. Our analysis showed that the most important characteristic of the flares is the total energy received from flare on square meter of the Earth's surface.

В 24 цикле отмечается слабая вспышечная активность – всего 133 вспышки X-класса > M5.0, из них 49 вспышек X-класса > X1. Наибольшее количество всех вспышек наблюдалось на ветви спада цикла (при этом из 10 самых крупных вспышек только две произошли на ветви спада, это самые крупные вспышки 24 цикла, произошедшие 6.09.17 и 10.09.17), см. [1–4]. В циклах 21–23 также наиболее крупные рентгеновские вспышки X-класса > X15 наблюдались на ветвях спада циклов 21 и 23, а также в максимуме 22 цикла. В данной работе для 30 вспышек M5 – X9.3 вычислены значения полной энергии E [J/m²].

На рис. 1 и рис. 2 представлены временные зависимости потоков излучения в 0.1–0.8 нм (GOES-15, 2.5 сек. интервал) и в линиях 30.4 и 9.4 нм (SDO/EVE, 1 мин. интервал). Полная энергия (J/m²) соответствует интегралу под заштрихованной кривой потока, измеряемой в Watts/m² в линиях 30.4 ($E_{30.4}$) и 9.4 ($E_{9.4}$) нм и интервале 0.1–0.8 нм ($E_{0.1-0.8}$). Для 10 самых крупных по амплитуде максимума вспышек 24 цикла (X2 – X9.3) оказалось, что не все эти вспышки являются самыми крупными по полной излученной энергии $E_{0.1-0.8}$, и выброс протонов был у вспышек только с $E_{0.1-0.8} > 0.3$ J/m².

В 24 цикле ярко выражена асимметрия вспышечной активности. На кривой, отображающей скользящие среднемесячные значения числа солнечных пятен, различными символами отмечены месяцы, характеризующиеся явно выраженной N–S асимметрией. На фазе подъема 24 цикла число крупных вспышек примерно одинаково в N- и S-полушариях, в 2011–

2012 г. наблюдается преобладание вспышек в N-полушарии, что соответствует N-асимметрии числа пятен, с 2013 по 2016 гг. преобладают вспышки в S-полушарии. В 2016 г. вновь больше вспышек в N-полушарии. А в 2017 г. все крупные вспышки класса > M5 произошли в S полушарии. Вспышки X9.3 и X8.2 в сентябре 2017 г. также произошли в S-полушарии, близко к экватору.

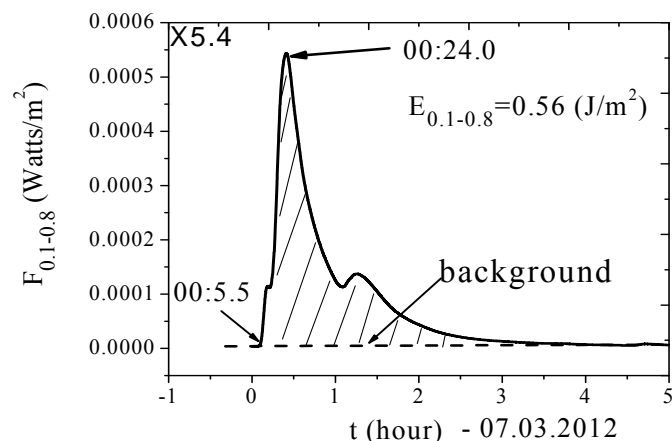


Рис. 1. Вспышка 07.03.12 (X5.4). Показаны моменты начала, максимума и энергия от вспышки на м² земной поверхности (1 а.е.) в рентгеновском диапазоне 0.1–0.8 нм.

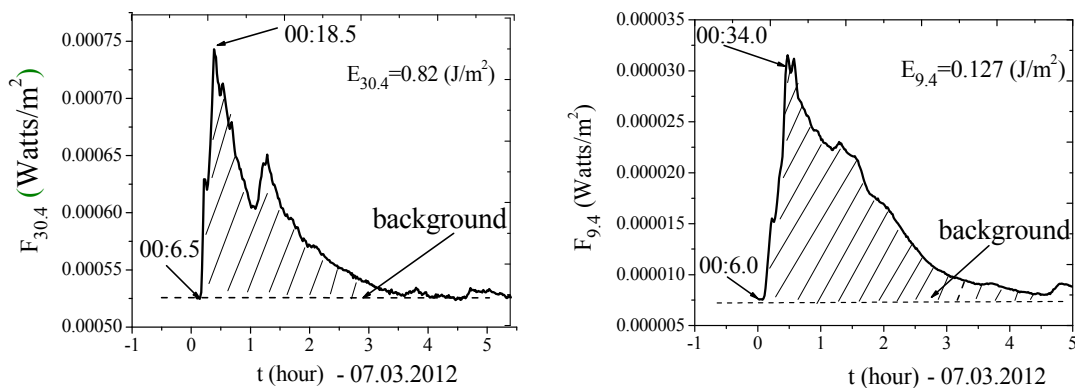


Рис. 2. Вспышка 07.03.12 (X5.4). Показаны моменты начала, максимума и энергия от вспышки на м² земной поверхности (1 а.е.) в линиях 30.4 нм и 9.4 нм.

В 24 цикле активности было примерно в 2 раза меньше вспышек, сопровождающихся потоками протонов. По данным GOES 13-15 в 23 и 24 циклах проанализированы солнечные протонные события (СПС) и сопровождающие их вспышки. Выделены наиболее мощные СПС. Рассмотрены события с энергиями протонов $E > 10$ МэВ и $E > 100$ МэВ. Для крупных вспышек классов M1 – X9, сопровождающихся потоками протонов с энергиями > 10 МэВ и > 100 МэВ, проведен анализ времени задержки (рис. 4) между началом вспышки в рентгеновском диапазоне и временем начала протонного события, вызванного этой вспышкой [5].

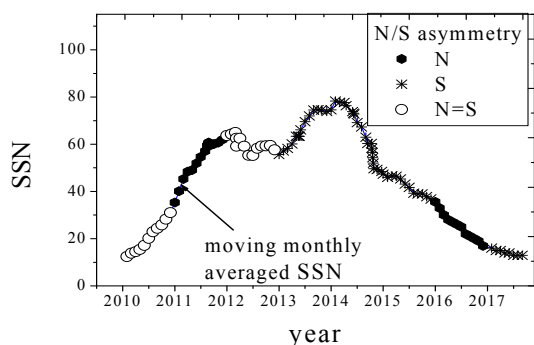


Рис. 3. N–S асимметрия 800 крупных (> M1) вспышек в 24 цикле.

Мы проанализировали солнечные протонные события (СПС) 24 цикла с $E > 10$ MeV и $E > 100$ MeV по данным GOES-15. За период с 2010–2017 гг. выделено 65 СПС с энергией протонов $E > 10$ МэВ и 26 СПС с $E > 100$ МэВ. Распределения числа событий в зависимости от времени задержки между моментом начала вспышки и моментом начала событий характеризуются ярко выраженным максимумом, соответствующим задержке в 2 часа, как для протонов с энергиями > 10 МэВ, так и с энергиями > 100 МэВ.

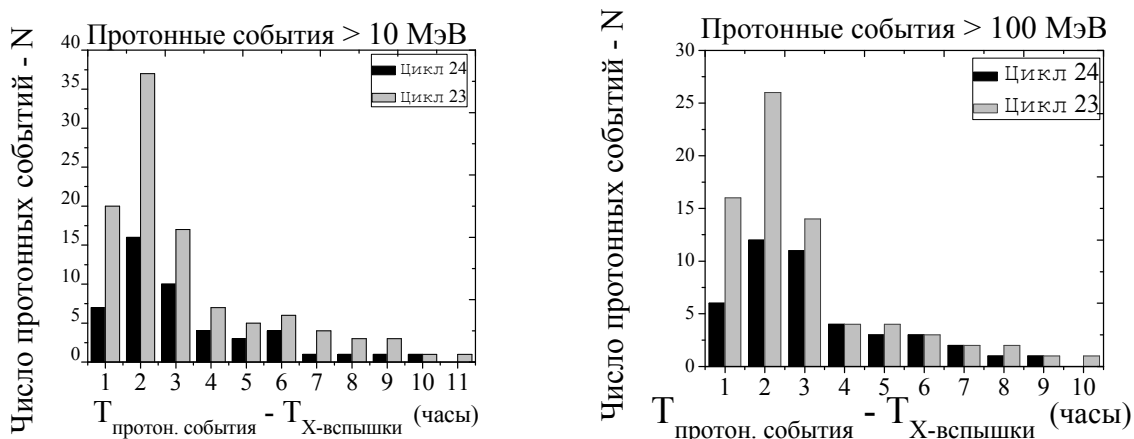


Рис. 4. Задержки начала протонных событий в 23 и 24 циклах от начала рентгеновской вспышки, вызывающей это событие.

Исследование моментов начала и максимума вспышки в EUV-линиях по данным SDO и GOES-15, начатое в [6] на примере вспышки 09.08.2011, продолжено для крупных вспышек 2011–2012 гг. Для 22 вспышек этого периода наблюдений (X-класс $> M5$) в диапазоне 0.1–0.8 нм и линиях 30.4 и 9.4 нм проведено сравнение моментов начала и максимума вспышек. В 14 случаях вспышки начались с усиления корональных линий, в 7 случаях вспышки начались во всех линиях примерно одновременно (наблюдения с точностью до 1 мин) и в 1 случае вспышечное усиление началось с нижней части солнечной атмосферы, с линии переходной области 30.4 нм.

Расположение вспышек по мере убывания величины их энергии $E_{0.1-0.8}$ показало, что вспышки с большими значениями энергии начинаются с увеличения потока в корональных линиях. Вспышка 24.02.11, где усиление

началось с нижней части атмосферы в линии 30.4 нм, в ряду с последовательным уменьшением энергий исследуемых 22 вспышек находится на 19 месте.

Выводы

1. 24 цикл характеризуется низкой вспышечной активностью. Число крупных вспышек примерно в 2 раза меньше, чем в циклах 22 и 23. Самые сильные вспышки классов X9.3 и X8.2 наблюдались в сентябре 2017, тогда как в 23 цикле были вспышки классов X13 – X28.
2. Наиболее важной характеристикой вспышек является полная энергия, поступившая от вспышки на м² земной поверхности:
 - энергия вспышки является входным параметром для анализа воздействия вспышки на верхнюю атмосферу Земли;
 - энергии вспышек в линиях переходной области 30.4 нм и короны 9.4 нм тесно взаимосвязаны между собой и с потоком в рентгеновском диапазоне 0.1–0.8 нм, тогда как амплитуды вспышек в этих линиях и рентгеновском интервале не показывают четкой взаимосвязи;
 - энергия, излученная вспышкой, связана с первоначальной областью усиления потока вспышечного излучения (по анализу линий переходной области 30.4 нм и короны 9.4 нм, а также в диапазоне 0.1–0.8 нм);
 - протонные события с наибольшей вероятностью сопровождают вспышки с энергиями $E_{0.1-0.8} > 0.3$ (J/m²);
3. В 24 цикле выявлена четкая N–S асимметрия крупных вспышек, отличающаяся от N–S асимметрии вспышек в предыдущих циклах.
4. Анализ зависимости максимального потока солнечных протонов с энергией $E > 10$ МэВ и $E > 100$ МэВ от полной энергии вспышек $E_{0.1-0.8}$ показал наличие связи между этими параметрами, тогда как связь между амплитудой вспышки и максимумом потоком протонов не столь выражена.

Литература

1. МЦД «Preliminary Current Catalog of Solar Flare Events with X-ray Classes M1-X17.5 24 cycle of Solar Activity (I.2009–II.2017)», 2017, http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/FI_XXIV.pdf.
2. National Geophysical Data Center, Solar Data Service, 2017, <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/sgd.html>.
3. GOES – 15, http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive/.
4. SDO/EVE, <http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/dataaccess.php>.
5. Бруевич Е.А., Якунина Г.В. 2017, *Астрофизика*, **60**, № 3, 419.
6. Bruevich E.A., Kazachevskaya T.V., Yakunina G.V. 2017, *Geomagnetism and Aeronomy*, **57**, 8 (in press).

СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ И ПЕРИОДЫ АНОМАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА

**Васильев Г.И.¹, Остряков В.М.², Павлов А.К.¹,
Струминский А.Б.³, Фролов Д.А.²**

¹*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, СПб*

²*СПбПУ Петра Великого, СПб*

³*ИКИ РАН, Москва*

SOLAR FLARES AND PERIODS OF ANOMALOUS ACTIVITY OF THE SUN

**Vasilyev G.I.¹, Ostryakov V.M.², Pavlov A.K.¹,
Struminsky A.B.³, Frolov D.A.²**

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg*

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

³*Space Research Institute, Moscow*

The extreme cosmic event that occurred in AD 775 was detected using ^{14}C measurements in tree rings and ^{10}Be , ^{36}Cl abundances in polar ice cores. Perhaps it is the most powerful solar proton event in the past several thousands of years. Simulation of isotope production with the spectra of solar flares observed in the modern era (23.02.56, 04.08.72 etc.) showed that to produce the measured amount of radionuclides, the particle fluence in the AD 775 event has to be by tens - hundreds times greater than the modern powerful solar events. The results of calculations of long-lived cosmogenic radionuclides (^{14}C , ^{10}Be , ^{36}Cl) production in the Earth's atmosphere are presented.

Введение

Концентрация образующихся в атмосфере Земли долгоживущих космогенных радионуклидов ^{14}C , ^{10}Be и ^{36}Cl , которые затем попадают в годовые кольца деревьев и полярные льды, отражает историю потоков космических лучей. В работе [1] было экспериментально обнаружено импульсное увеличение концентрации ^{14}C в кольцах деревьев около 774–775 гг. н.э. относительно среднего уровня, что может быть вызвано экстремальной солнечной вспышкой [2] или близким Галактическим гамма-всплеском. В настоящей работе мы анализируем изменения концентраций других изотопов – ^{10}Be и ^{36}Cl – в кернах Гренландского и Антарктического льда, вызванные этим событием. При этом рассматривается влияние формы энергетического спектра солнечных космических лучей (СКЛ), а также геофизических условий (высота тропопаузы) на соотношение количеств образованных радионуклидов.

Метод

С помощью пакета GEANT4 нами выполнены расчеты образования ^{14}C , ^{10}Be и ^{36}Cl в земной атмосфере для высот 0–130 км в ядерных атмо-

сферных каскадах, вызванных солнечными протонами. При этом использовались спектры, схожие с измеренными в мощных вспышках с максимальным числом протонов (23.02.56, 04.08.72), а также модельные экстремально возможные спектры, обозначенные в таблице как mean, soft, hard (см. рис. 1). Последние выведены на основе оценок максимально возможной энергетики солнечной вспышки [3]. Учитывалось также влияние геомагнитного поля на скорость генерации этих изотопов, которое в рассматриваемые периоды согласно палеомагнитным данным отличалось от современного. Однако на изотопные отношения вариации геомагнитного поля практически не влияют. В рамках GEANT4 при вычислениях применялись различные модели ядерных взаимодействий. Ранее из сравнения расчётов образования этих изотопов галактическими космическими лучами

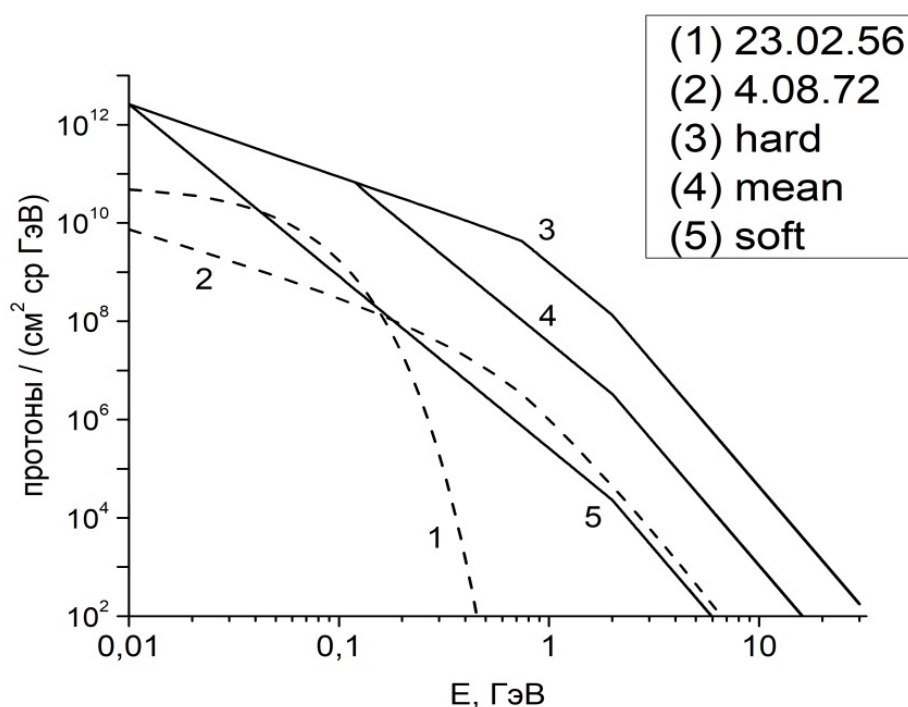


Рис. 1. Спектры СКЛ, используемые в расчётах образования радионуклидов в атмосфере Земли.

(ГКЛ) с экспериментальными данными нами была проанализирована пригодность той или иной модели внутриядерного каскада для конкретного изотопа [4]. При проведении аналогичных расчётов для СКЛ мы основывались на этих результатах. Поскольку надёжность измерений концентрации ¹⁴C намного превосходит надёжность определения локальных концентраций ¹⁰Be и ³⁶Cl в кернах льда (включая и датировку образцов), то при оценке превышения производства изотопов во вспышках над среднегодовыми значениями мы проводили нормировку именно на наблюдаемый избыток ¹⁴C.

Результаты и выводы

В таблице приведены результаты расчётов образования изотопов для события 775 г. н.э. для различных форм спектра солнечных протонов. Отдельно приведены результаты расчетов для образования ^{10}Be в тропосфере (рис. 2).

Общие потоки солнечных протонов в рассматриваемых событиях должны превосходить потоки от известных мощнейших солнечных вспышек в десятки-сотни раз. Как видно из таблицы, для события 775 г. н.э. ни одна из рассмотренных форм спектра протонов не способна дать наблюдаемые отношения образованных изотопов как отношения глобальных производств. Глобальное производство ^{36}Cl при любых формах спектра превосходит его производство в событии 775 г. н.э. Лучшее согласие измеренного содержания с его рассчитанным количеством в этом событии получается для предельно жёсткого спектра – "hard". Отношение $^{14}\text{C}/^{10}\text{Be}$ мало зависит от формы спектра, а глобальное производство ^{10}Be в 4–5 раз превышает наблюдаемое увеличение его депозита. Экспериментальные данные для этого изотопа можно объяснить только в предположении поступления ^{10}Be в полярные льды в основном из тропосферы. При этом высота тропопauses должна быть равна 8.5–10.5 км. Это хорошо согласуется с результатами работы [4], где было показано, что для согласования отношения скоростей образования ^{14}C и ^{10}Be от ГКЛ средняя высота полярной тропосферы должна быть около 9–10 км.

Таблица.

Спектр	1956	1972	mean	soft	hard	[5]
ξ	89	334	1.4	176	0.087	
^{10}Be , 10^6 at/cm^2	4.9	3.5	4.8	4.4	4.8	0.9
^{36}Cl , 10^6 at/cm^2	0.46	3.4	0.79	2.4	0.34	0.3
$^{14}\text{C}/^{10}\text{Be}$	41	57	42	46	42	233
$^{10}\text{Be}/^{36}\text{Cl}$	11	1.0	6.0	1.8	14	2.9
$^{10}\text{Be excess}$	18	13	18	16	18	3.4
$^{36}\text{Cl excess}$	10	76	18	53	7.6	6.3
$^{10}\text{Be}/\text{GCR}$	5.9	4.2	5.8	5.3	5.8	
$^{36}\text{Cl}/\text{GCR}$	10	75	17	52	7.5	

ξ – коэффициент, на который необходимо умножить количество образованных изотопов от вспышек 1956, 1972 гг. и модельных спектров (mean, soft, hard), чтобы получить наблюдаемое количество ^{14}C в 775 г. н.э.; глобальное производство ^{10}Be и ^{36}Cl (at/cm^2) с учетом множителя ξ ; отношения глобального образования $^{14}\text{C}/^{10}\text{Be}$ и $^{10}\text{Be}/^{36}\text{Cl}$ в событии; отношение рассчитанного количества образованных в супервспышке изотопов к среднегодовому количеству от ГКЛ. Последний столбец – экспериментально измеренные значения избытков выпадения изотопов в событии 775 г. н.э. над среднегодовым уровнем по данным [5].

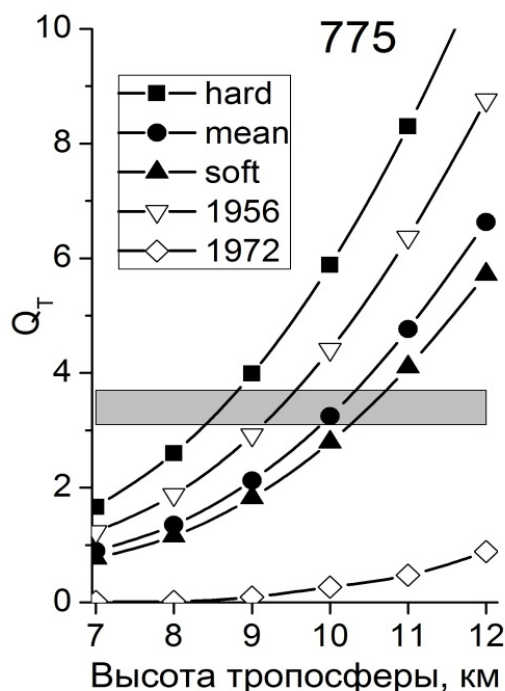


Рис. 2. Тропосферная генерации ^{10}Be , Q_T , в событии 775 г. н.э. в единицах среднегодового депозита этого изотопа в кернах льда для разных энергетических спектров протонов. Горизонтальная полоса соответствует измеренному в [5] превышению депозита ^{10}Be над его средним уровнем.

Работа А.К. Павлова, А.Б. Струминского, Д.А. Фролова частично поддержана грантом РФФИ № 16-02-00328.

Работа Г.И. Васильева частично поддержана Программой Президиума РАН I.7П.

Литература

1. Miyake F. et al. // Nature. 2012. V. 486. P. 240.
2. Usoskin I.G., Kromer B., Ludlow F. et al. // A & A. 2013. L3. P. 552.
3. Struminsky A. // Proc. 34 ICRC. 2015.
4. Pavlov A.K. et al. // J. of Atm. and Solar-Terr. Phys. 2017. V. 164. P. 308.
5. Mekhaldi F. et al. // Nat. Commun. 2015. V. 6. P. 8611.

КОНЦЕНТРАЦИЯ КОСМОГЕННОГО ИЗОТОПА ^{14}C И ПРИРОДА 2400-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА

Васильев С.С., Дергачев В.А.

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

THE CONCENTRATION OF COSMOGENIC ISOTOPE ^{14}C AND THE NATURE OF THE 2,400-YEAR CYCLE

Vasiliev S.S., Dergachev V.A.

Ioffe Physico-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

Two mechanisms for the origin of the 2,400-year cycle in the concentration of radiocarbon are analyzed: (1) as a result of the cyclic variation of the solar modulation parameter and (2) due to variations in the geomagnetic field. Models of amplitude modulation were used to study the nature of the 2,400-year cycle.

Two models of amplitude modulation of radiocarbon variations are considered. In the first model, there is amplitude modulation of ~ 210 -year variations of the solar modulation parameter (SMP) with a period of 2,400 years. As a result of the simulation, it is shown that the amplitude of the ~ 210 -year oscillations in the concentration of radiocarbon does not depend on the phase of the 2,400-year modulation. This contradicts the observations.

In the second case, the modulation of ~ 210 -year variations of the SMP is absent. But the existence of $\sim 2,400$ -year oscillations of the dipole moment is allowed. In the second case, the amplitude of the ~ 210 -year oscillations in the ^{14}C production rate depends on the phase of the 2,400-year variations in the dipole moment, which agrees with the observations.

Based on the comparison of these models of amplitude modulation, it can be concluded that changes in the dipole moment of the geomagnetic field are responsible for the observed $\sim 2,400$ -year variations in the concentration of radiocarbon.

Введение

Космогенные изотопы ^{14}C и ^{10}Be образуются в атмосфере Земли под действием галактических космических лучей (ГКЛ). На скорость образования изотопов влияет интенсивность первичных ГКЛ, уровень солнечной активности и величина дипольного момента Земли. В изменения концентрации и распределения изотопов вносят вклад процессы перемешивания в окружающей среде: атмосфере, биосфере и океане.

Радиоуглерод, распространяясь в атмосфере, захватывается растениями. Наибольший интерес представляет ^{14}C , попадающий в кольца деревьев. Кольца деревьев образуют хронологическую последовательность (хронологию), позволяющую датировать фрагменты древесины с точностью до одного года.

К настоящему времени получена радиоуглеродная хронология INTCAL13 длиной в 50 тыс. лет [1].

Основные свойства радиоуглеродного ряда

Рассмотрим основные свойства радиоуглеродного ряда по данным INTCAL13.

Внимательное рассмотрение флуктуаций концентрации ^{14}C относительно тренда показывает, что время от времени появляются выбросы. Аномальные отклонения от тренда повторялись, примерно, через равные промежутки времени, 2300 лет. Этот квазипериод ранее был обнаружен в спектре мощности при спектральном анализе и при визуальном рассмотрении различных радиоуглеродных рядов [2, 3].

Изучен спектр мощности современного радиоуглеродного ряда [1]. К значимым пикам на периодограмме (значимость $>0,95$) можно отнести ~ 2400 -летний, 350-летний и ~ 200 -летний пики.

К настоящему времени был проделан обширный анализ по выяснению природы ~ 2400 цикла. В основном рассматривались три причины возникновения: (1) изменение климата, (2) солнечная активность и (3) вариации геомагнитного поля.

Амплитудная модуляция ~ 200 -летнего цикла

Недавно Усоскин и др. [4] применили сингулярный спектральный анализ (ССА) для сравнения данных по ^{14}C и ^{10}Be . На основании этого сравнения делается вывод о малой вероятности климатической природы ~ 2400 -летнего цикла.

Другими возможными источниками таких вариаций может являться солнечная активность и флуктуации магнитного поля Земли. В начале 1990-х геомагнитная природа квазипериодичности в концентрации $\Delta^{14}\text{C}$ рассматривалась как маловероятная, так как не были известны вариации дипольного момента необходимой амплитудой с периодом около 2400 лет [5]. Однако с тех пор появились современные данные по вариациям дипольного момента Земли [6], позволяющие по-новому взглянуть на проблему.

Для дальнейшего анализа природы ~ 2400 -летнего цикла, отметим важное свойство ~ 200 -летних вариаций радиоуглерода. Как отмечалось в работах [7, 8], ~ 200 -летние вариации в радиоуглеродном ряду, по видимому, солнечного происхождения, так как коррелируют с эпохами Больших Минимумов солнечной активности.

Для выяснения природы ~ 2400 -летнего цикла важно иметь в виду, что имеет место амплитудная модуляция (АМ) ~ 210 -летних вариаций концентрации $\Delta^{14}\text{C}$ [9, 3].

Формальную модель АМ можно представить в следующем виде:

$$\Delta^{14}\text{C}_{\text{mod}} = \Delta^{14}\text{C}_0(1 + a \sin \omega_M t)(1 + b \sin \omega_c t),$$

где, ω_M – частота модулирующего сигнала, ω_c – частота модулируемого сигнала.

Из сравнения данных низкочастотной фильтрации (длина волны более 1600 лет) и полосовой фильтрации (длина волны около 210 лет) следует, что амплитуда ~210-летних вариаций синхронно возрастает с увеличением амплитуды ~2400-летней волны.

Рассмотрим две возможности происхождения амплитудной модуляции ~200-летних вариаций концентрации в радиоуглеродном ряду. Согласно первому варианту за это полностью ответственны процессы взаимодействия солнечного ветра с первичными ГКЛ. Параметром, описывающим силу этого взаимодействия, является солнечный модуляционный параметр (СМП). В качестве второго варианта будем рассматривать модуляцию ~200-летних флуктуаций радиоуглерода низкочастотными ~2400-летними вариациями геомагнитного поля. Для получения более реалистичной картины АМ воспользуемся результатами моделирования скорости образования ^{14}C в атмосфере Земли [10–12].

Моделирование амплитудной модуляции

Мы произвели моделирование рассмотренных вариантов формирования амплитудной модуляции радиоуглеродного ряда.

В первом варианте (АМ 1) амплитудная модуляция будет обусловлена только изменением СМП по закону

$$S = (1 + a_s \sin \omega_M t)(1 + b_s \sin \omega_c t), \quad (1)$$

где S – солнечный модуляционный параметр, a_s и ω_M – амплитуда и частота ~2400-летней модуляции, b_s и ω_c – амплитуда и частота ~200-летнего сигнала. Выражение (1) применялась для вычисления скорости образования ^{14}C при постоянном значении дипольного момента. Использовались результаты работы [12].

Согласно результатам моделирования АМ 1 (рис. 1), амплитуда ~200-летних колебаний не зависит от фазы ~2400-летней модуляции. Сравнение полученной картины с результатом фильтрации радиоуглеродного ряда (см. предыдущий раздел, **выделенный текст**), указывает на несоответствие модели АМ 1 радиоуглеродным данным.

Рассмотрена вторая модель амплитудной модуляции (АМ 2). В данном случае имеют место ~200-летние вариации СМП, как это наблюдается в радиоуглеродном ряду. Кроме того допустим существование ~2400-летних колебаний дипольного момента.

$$\begin{cases} S = S_0 (1 + b_d \sin(\omega_c t)) \\ D = D_0 (1 + a_d \sin(\omega_M t)) \end{cases} \quad (2)$$

где S_0 и D_0 – средние значения солнечного модуляционного параметра и дипольного момента Земли.

Результаты моделирования представлены на рис. 2. Использовались результаты работы [12]. В отличие от модели АМ 1, в данном случае амплитуда ~200-летних колебаний в скорости образования ^{14}C зависит от фазы ~2400-летних вариаций дипольного момента. Имеет место качественное согласие в поведении амплитуд модели АМ 2 и фильтрованного радиоуглеродного ряда (см. выше, **выделенный текст**).

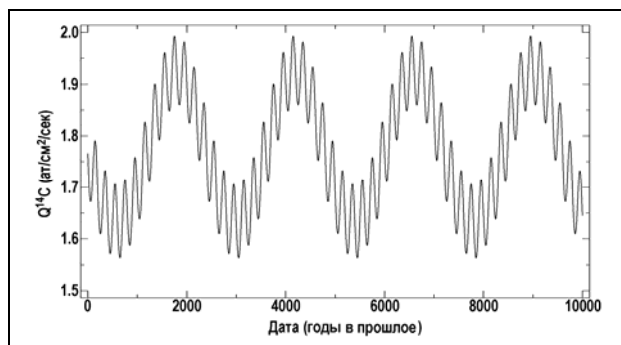


Рис. 1.

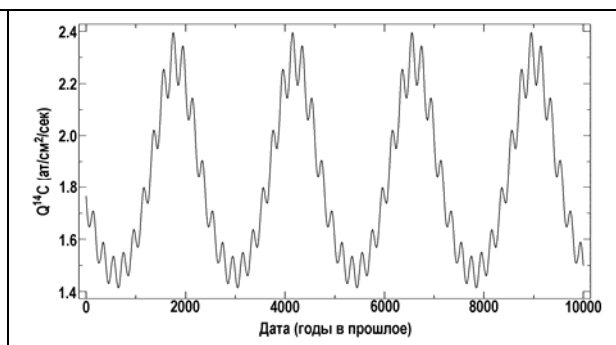


Рис. 2.

Выводы

На основании проделанного анализа моделей АМ 1 и АМ 2 амплитудной модуляции есть основания предполагать, что за наблюдаемые 2400-летние вариации концентрации радиоуглерода ответственны изменения дипольного момента геомагнитного поля.

Для окончательного вывода требуются количественные оценки, основанные на анализе данных по дипольному моменту и скорости образования радиоуглерода.

Литература

1. *P.J. Reimer et al.*, Radiocarbon **55** (4), 1869 (2013).
2. *H.E. Suess*, Radiocarbon **22**, 200 (1980).
3. *C.P. Sonett, and S.A. Finney*, Phil. Trans. Royal Soc. **A330**, 413, (1990).
4. *I.G. Usoskin, Y. Gallet, F. Lopes, G.A. Kovaltsov, and G. Hulot*, Astron. Astrophys. **587**, A150 (2016)
5. *P.E. Damon, and C.P. Sonett*, in The Sun in Time, ed. by C. P. Sonett et al. (University of Arizona Press, Tucson, 1991), p 360.
6. *M. Korte, C. Constable, F. Donadini and R. Holme*, Earth Planet Sci. Lett. **312**, 497 (2011).
7. *M. Stuiver, and P.D. Quay*, Science **207**, 11 (1980).
8. *M. Stuiver, and T.F. Braziunas*, in Secular Solar and Geomagnetic Variations in the Last 10,000 Years, ed. by F.R. Stephenson and A.W. Wolfendale, (Springer, New York, 1988), p. 245.
9. *C.P. Sonett*, Rev. Geophys. **22**, 239 (1984).
10. *R. Lingenfelter, and R. Ramaty*, in Radiocarbon Variations and Absolute Chronology, ed. by I. Olsson, (John Wiley & Sons, NY, 1970), p. 513.
11. *G. Castagnoli, and D. Lal*, Radiocarbon **22**, 133 (1980).
12. *G.A. Kovaltsov, A. Mishev, and I.G. Usoskin*, Earth Planet. Sci. Lett. **337**, 114 (2012).

60-ЛЕТНИЙ ЦИКЛ В КЛИМАТЕ ЗЕМЛИ И ДИНАМИКЕ КОРРЕЛЯЦИОННЫХ СВЯЗЕЙ МЕЖДУ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ И ЦИРКУЛЯЦИЕЙ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ

Веретененко С.В.¹, Огурцов М.Г.^{1,2}

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

60-YEAR CYCLE IN THE EARTH'S CLIMATE AND CORRELATION LINKS BETWEEN SOLAR ACTIVITY AND THE LOWER ATMOSPHERE CIRCULATION

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

¹Ioffe Physical-Technical Institute RAS, St. Petersburg, Russia
²Central (Pulkovo) astronomical observatory RAS, St. Petersburg, Russia

Temporal variability of correlation links observed between the lower atmosphere circulation and solar activity phenomena remains an unresolved problem of solar-terrestrial physics. In this work we study possible reasons for this variability. It was shown that ~60-yr variations detected earlier in the amplitude and the sign of solar activity/galactic cosmic ray (SA/GCR) effects on intensity of extratropical cyclogenesis are closely related to similar variations in the regime of large-scale atmospheric circulation. Changes of the circulation regime are accompanied by sign reversals of SA/GCR effects; a possible reason for these reversals seems to be changes of the state of the stratospheric polar vortex influencing the troposphere-stratosphere coupling. Temporal variations of the vortex intensity characterized by the Arctic Oscillation are compared with global temperature anomalies and total solar irradiance variations. The obtained results allow to suggest that the changes in the circulation regime may be due to long-term variations of total solar irradiance.

60-летний цикл – хорошо известный климатический цикл, наблюдающийся в аномалиях глобальной температуры [1], Атлантической Мультидекадной Осцилляции [2], чередовании холодных и теплых эпох в Арктике [3] и многих других атмосферных характеристиках. В ряде работ, напр. [3, 4], отмечалось, что переходы между фазами ~60-летних колебаний температуры и давления в различных регионах, свидетельствующие об изменениях режима крупномасштабной циркуляции, имели место в конце XIX века, 1920-х, 1950-х и 1980-х годах. В наших работах [5–7] ~60-летний цикл был обнаружен во временных вариациях солнечно-атмосферных связей, при этом изменения знака корреляции между характеристиками нижней атмосферы и солнечной активности происходили в указанные выше периоды изменений режима циркуляции.

На рис. 1 (левая панель) временной ход коэффициентов корреляции между приземным давлением (SLP) в высокоширотной области ($\varphi \geq 60^\circ\text{N}$) и числами Вольфа $R(\text{SLP}, R_z)$ сопоставлен с эволюцией основных форм крупномасштабной циркуляции по классификации Вангенгейма-Гирса [8].

Видно, что обращения знака корреляции совпадают с переломными точками во временном ходе повторяемости циркуляции меридионального (С) типа, которая также характеризуется ~60-летней периодичностью.

Наблюдаемые изменения характера эффектов солнечной активности могут быть обусловлены изменениями состояния стратосферного циркумполярного вихря (ЦПВ), оказывающими влияние на взаимодействие тропосферы и стратосферы посредством планетарных волн. При сильном вихре (скорость западного ветра в высокоширотной тропосфере выше критического значения) волны возвращаются обратно в тропосферу, вызывая изменения давления и температуры, при слабом – распространяются в стратосферу и выше [9]. Таким образом, при сильном вихре складываются более благоприятные условия для передачи возмущений, создаваемых явлениями солнечной активности, из стратосферы в тропосферу. Изменения состояния ЦПВ по данным реанализа NCEP/NCAR [10], а также по фазам

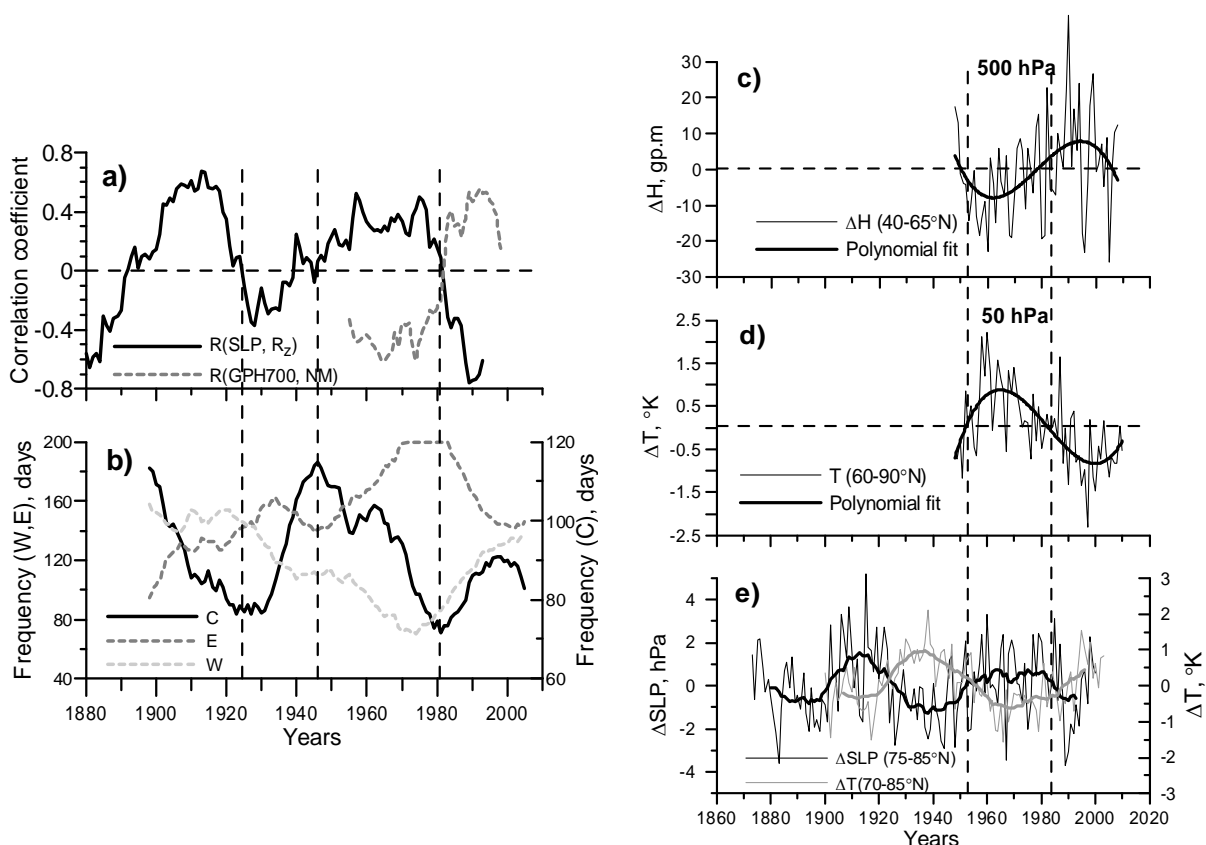


Рис. 1. а) Коэффициенты корреляции по 15-летним скользящим интервалам между среднегодовыми значениями приземного давления и числами Вольфа (сплошная линия), геопотенциальной высоты уровня 700 гПа и скорости счета нейтронного монитора в Клаймаксе (штриховая линия) в области $\varphi \geq 60^\circ\text{N}$; б) Частота повторяемости (число дней в году) основных форм циркуляции по классификации Вангенгейма-Гирса (15-летние скользящие средние); в) Аномалии среднегодовых значений разности зональных высот уровня 500 гПа между широтами 40 и 65°N ; д) Аномалии средне-годовых значений температуры в высокоширотной области $60\text{--}90^\circ\text{N}$ уровне 50 гПа; е) Аномалии среднегодовых значений приземной температуры и давления в Арктике.

Арктической Осцилляции (отрицательная аномалия SLP и потепление в Арктике наблюдаются при сильном вихре, положительная аномалия SLP и похолодание – при слабом) приведены на рис.1 (правая панель). Видно, что в периоды обращения знака $R(SLP, R_z)$ около ~1900 г., в 1920-х, 1950-х и 1980-х гг. действительно имели место изменения состояния ЦПВ.

Рассмотрим возможные причины ~60-летнего цикла в интенсивности ЦПВ. На рис. 2а представлены аномалии глобальной температуры (GTA) по данным Climatic Research Unit [11]. Видно, что на фоне положительного тренда имеются четко выраженные колебания GTA с периодом ~60 лет (рис. 2а,b). Согласно данным на рис. 2с,d, ~60-летние колебания циркуляционного режима в Арктике (Арктическая Осцилляция) совпадают с аналогичными колебаниями GTA, что предполагает возможную связь между состоянием циркумполярного вихря и аномалиями глобальной температуры.

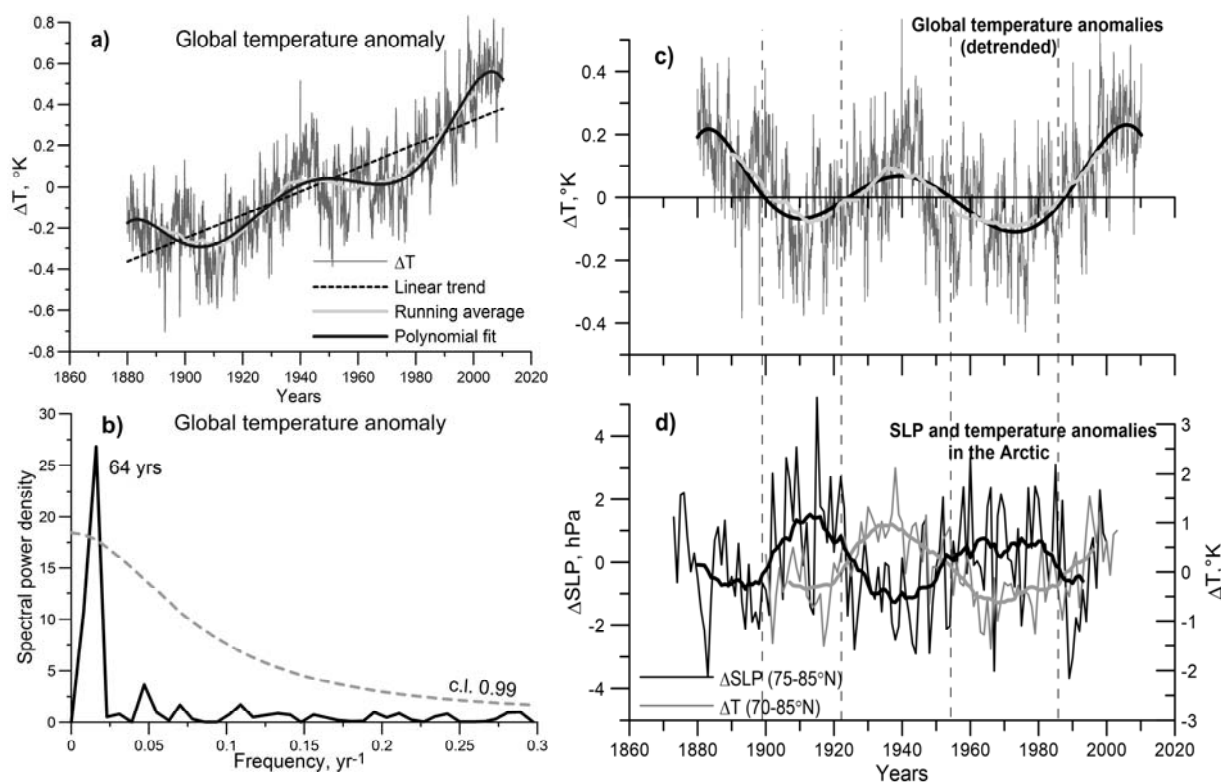


Рис. 2. а) Аномалии глобальной температуры; б) Спектр Фурье аномалий глобальной температуры; в) Аномалии глобальной температуры после вычета тренда; д) Аномалии среднегодовых значений приземной температуры и давления в Арктике.

В свою очередь ~60-летние вариации GTA могут быть обусловлены долговременными изменениями интегрального потока солнечной радиации (TSI). На рис. 3а показан временной ход TSI согласно реконструкции Хойта-Шаттена [12]. Вейвлет-спектр вариаций TSI (рис. 3б) обнаруживает периоды 55–75 лет на протяжении всего интервала реконструкции, при этом отклонения GTA и TSI от трендовых значений изменяются в одной фазе (рис. 3с). Оценки по формуле $\Delta T = \lambda(1 - A)\Delta TSI/4$, где A – альbedo

Земли ($A = 0.3$), λ – параметр чувствительности климатической системы к вариациям TSI ($\lambda = 0.5^\circ\text{K}/(\text{Вт}\cdot\text{м}^{-2})$), показывают, что изменения глобальной температуры, обусловленные вариациями $\Delta\text{TSI} = \pm 1 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}$, составляют примерно $\pm 0.1^\circ\text{K}$, что согласуется с наблюдательными данными (рис. 2с, 3с).

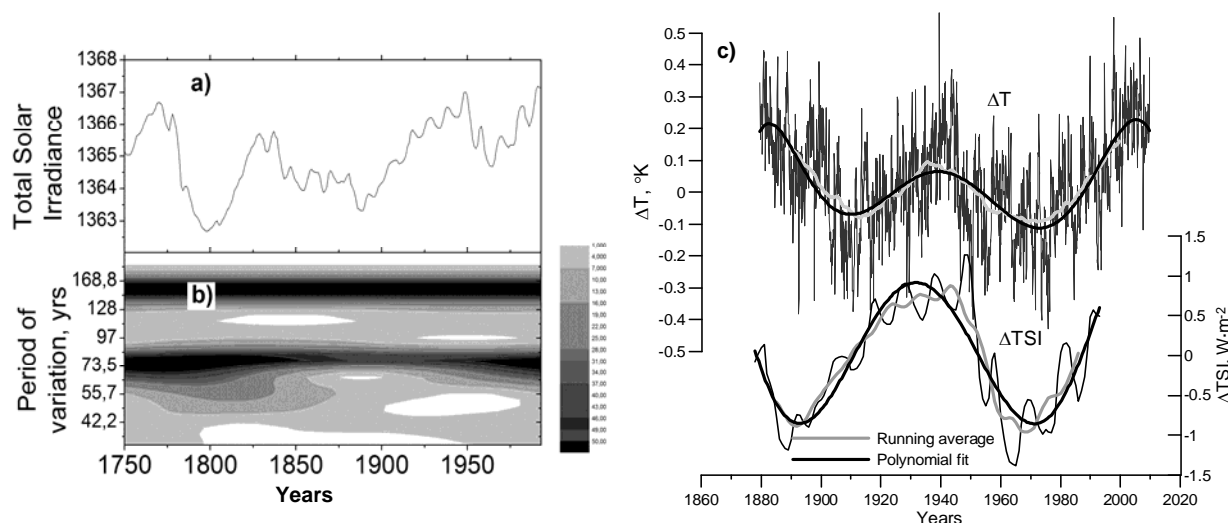


Рис. 3. а) Долговременные изменения TSI по данным [12]; б) Вейвлет-спектр TSI; в) Аномалии глобальной температуры и интегральный поток радиации после вычета трендов.

Таким образом, ~60-летняя изменчивость эффектов СА/ГКЛ в циркуляции нижней атмосферы связана с соответствующими колебаниями режима крупномасштабной циркуляции. Изменения знака корреляционных связей между атмосферными характеристиками и солнечной активностью/вариациями ГКЛ происходят в периоды перестроек режима циркуляции и могут быть обусловлены влиянием циркумполярного вихря на характер взаимодействия тропосферы и стратосферы. Одной из возможных причин перестроек крупномасштабной циркуляции могут быть изменения глобальной температуры, связанные с долговременными вариациями TSI.

Литература

1. Schlesinger M.E., Ramankutty N. // Nature, 1994, **367**, 723–726.
2. Knudsen M.F. et al. // Nat. Commun., 2011, <http://dx.doi.org/10.1038/ncomms1186>.
3. Гудкович З.М. и др. // Проблемы Арктики и Антарктики, 2009, **1(81)**, 15–23.
4. Minobe S.A. // Geophys. Res. Lett., 1997, **24(6)**, 683–686.
5. Веретененко С.В., Огурцов М.Г. // Геомагнетизм и аэрономия, 2012, **52**, 626–638.
6. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv. Space Res. 2012, **49(4)**, 770–783.
7. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv. Space Res. 2014, **54(12)**, 2467–2477.
8. Вангенгейм Г.Я. // Труды Арктич. научно-исследоват. института, 1952, **34**, 314 с.
9. Perlwitz J., Graf N.-F. // Geophys. Res. Lett., 2001, **28**, 271–274.
10. Kalnay E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437–472.
11. Climatic Research Unit, <http://www.cru.uea.ac.uk/cru/info/warming>
12. Hoyt D.V., Schatten K.H. // J. Geophys. Res., 1993, **98(A11)**, 18895–18906.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

¹*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

SPATIAL AND TEMPORAL CHANGES OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD

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

¹*IZMIRAN, St. Petersburg Filial, St. Petersburg, Russia;*
e-mail: helena@EV13934.spb.edu

²*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia*

Latitudinal distribution of the photospheric magnetic fields was studied on the basis of NSO Kitt Peak data (1976–2017). Imbalance of positive and negative fluxes was considered for the fields with strength $B > 50$ G in the sunspot zone (5° – 40°) and for the fields with strength $B < 50$ G at higher latitudes (40° – 90°). The 22-year periodicity in the imbalance of positive and negative fields was found which maintained itself during four solar cycles. While for the sunspot zone the sign of the imbalance always coincides with the North hemisphere polarity, for the high latitudes the sign of the imbalance always coincides with the South hemisphere polarity. Good correspondence of the imbalance with the quadrupole moment (g_{20}) was observed.

Полярность магнитных полей Солнца является важной характеристикой многих процессов, связанных с цикличностью солнечной активности. Известна смена знаков ведущих пятен в минимуме солнечной активности (СА), смена полярности дипольного поля вблизи от максимума СА. С другой стороны, представляют интерес различные проявления асимметрии в распределении магнитных полей по поверхности Солнца. В данной работе мы попытались соединить оба указанных аспекта и рассмотреть особенности вклада положительных и отрицательных магнитных полей в формирование магнитного потока для области пятнообразования и области высоких широт.

Мы использовали в качестве исходных данных синоптические карты фотосферного магнитного поля обсерватории Китт Пик с 1976 г. по 2003 г. (NSO KPVT). Благодаря использованию наблюдений прибора SOLIS/VSM мы смогли продлить ряд данных еще на один цикл Солнца с 2003 г. по 2016 г. (всего 4 солнечных цикла). Каждая карта соответствует одному обороту Солнца и содержит 180×360 пикселей – значений магнитного поля в гауссах. Сумма магнитных потоков по всем пикселям синоптической карты дает полный магнитный поток Солнца для данного оборота.

В работе [1] мы показали связь величины магнитного поля с определенными гелиоширотными интервалами. Было показано, что в усредненном за три цикла СА широтном распределении в зоне пятен от 5° до 40° находятся сильные магнитные поля от 15 Гс и больше. Выше 40° поля не будут превышать 15 Гс, за исключением узкой полосы широт около 70° , где наблюдаются полярные факелы с полями от 15 до 50 Гс.

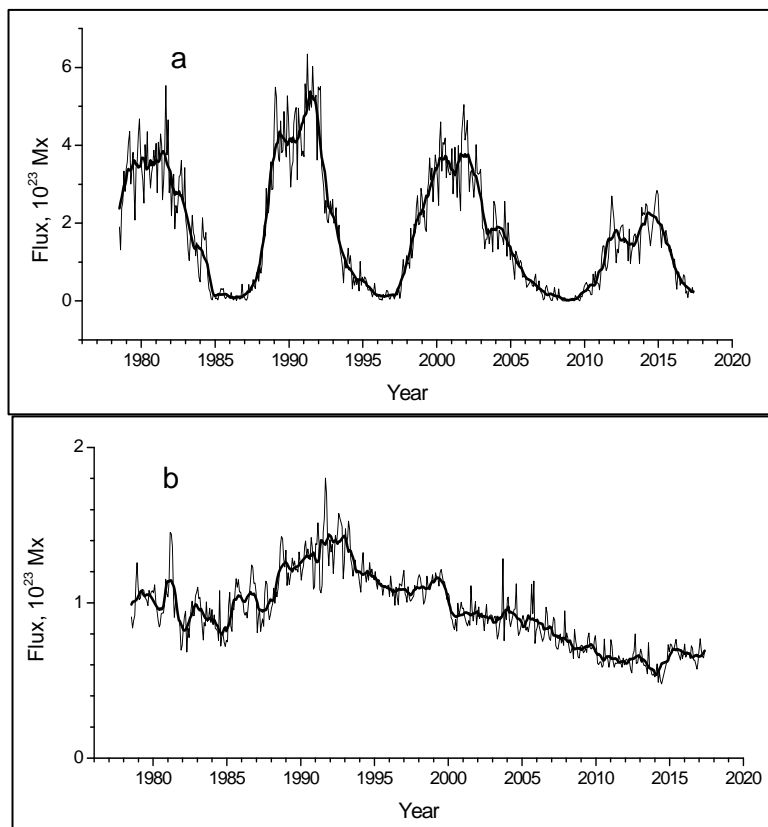


Рис. 1. Магнитный поток в 21–24 солнечных циклах: (а) низкие широты $5^\circ - 40^\circ$, $B > 50$ Гс; (б) высокие широты $40^\circ - 90^\circ$, $B < 50$ Гс.

Для данной работы мы взяли следующие границы для разделения области пятнообразования и области высоких широт: зона пятен – $B > 50$ Гс, широты $5^\circ - 40^\circ$ в каждом полушарии; высокие широты – $B < 50$ Гс, широты $40^\circ - 90^\circ$ в каждом полушарии. Выбор граничной широты 40° позволяет рассмотреть широтные области с совершенно разными свойствами магнитных полей. Граничная величина магнитного поля ($B = 50$ Гс) использовалась для того, чтобы подчеркнуть роль активных областей или слабых полей соответственно в потоках низких и высоких широт.

На рис. 1а,б показано изменение магнитного потока в четырех солнечных циклах отдельно для низких (а) и для высоких (б) широт (тонкая линия). Жирная линия – сглаженный по 20 оборотам магнитный поток. Рассматривались только абсолютные значения магнитных полей без учета их полярности. Для низких широт основной поток связан с активными областями и поэтому магнитный поток на низких широтах изменяется с

11-летним циклом, причем максимум потока наступает в годы второго максимума Гневывшева.

Временной ход магнитного потока для высоких широт (рис. 1b) не проявляет никакой цикличности. Основной особенностью магнитного потока на высоких широтах является монотонный спад (примерно в два раза) от максимума около 1991 г. до минимальных значений около 2014 г., то есть в течение 25 лет. Спад напряженности полярного магнитного поля согласно [2] связан с уменьшением дипольного магнитного момента. Можно видеть общие тенденции уменьшения потоков и высоких, и низких широт: падение полярного поля в течение трех циклов совпадает с монотонным уменьшением величины максимумов этих циклов.

Рассмотрим магнитный поток обеих полярных шапок: потоки северных высоких широт F_N^{pos} , F_N^{neg} (от 40° до 90°) и южных высоких широт F_S^{pos} , F_S^{neg} (от -40° до -90°) были просуммированы с учетом знака:

$$\Delta F = |F_N^{\text{pos}} + F_S^{\text{pos}}| - |F_N^{\text{neg}} + F_S^{\text{neg}}|. \quad (1)$$

В результате был получен дисбаланс положительных и отрицательных полей на высоких широтах ΔF (рис. 2a). Штриховкой выделен положительный знак дисбаланса, сплошной заливкой – отрицательный. На протяжении четырех солнечных циклов наблюдается строгая регулярность изменения дисбаланса. От одного максимума СА до другого дисбаланс имеет вид двух пиков одного знака, разделенных периодом минимума СА. В течение 11-ти лет сохраняется знак дисбаланса, который изменяется в период близкий к инверсии полярного поля (смена знака полярного поля в южном полушарии указана на рис. 2a внизу). Общий период изменения знака дисбаланса составляет 22 года. Видно, что знак дисбаланса совпадает со знаком полярного поля в южном полушарии.

На рис. 2c показан аксиальный квадрупольный момент g_{20} фотосферного магнитного поля (данные обсерватории WSO). Видно хорошее совпадение знака дисбаланса и знака квадрупольного момента. Не только знак, но и основные особенности временного хода дисбаланса и квадрупольного момента очень близки.

Общий дисбаланс положительных и отрицательных полей (формула 1) для низких широт от $+5^\circ$ до $+40^\circ$ и от -5° до -40° (зона пятен) приведен на рис. 2b ($B > 50$ Гс). Штриховкой выделен положительный знак дисбаланса, сплошной заливкой – отрицательный. Изменение знака дисбаланса (показано на рис. 2 кружками) происходит в период близкий к инверсии полярного поля. В верхней части рис. 2b показан знак полярного поля в северном полушарии. Знак дисбаланса не меняется в течение 11 лет, и полный период изменения знака составляет 22 года, причем знак дисбаланса совпадает со знаком полярного поля в северном полушарии. При сравнении с временным ходом СА (рис. 2b) становится видна строгая регулярность изменения дисбаланса: каждый солнечный цикл содержит две части – одна с положительным дисбалансом, другая с отрицательным.

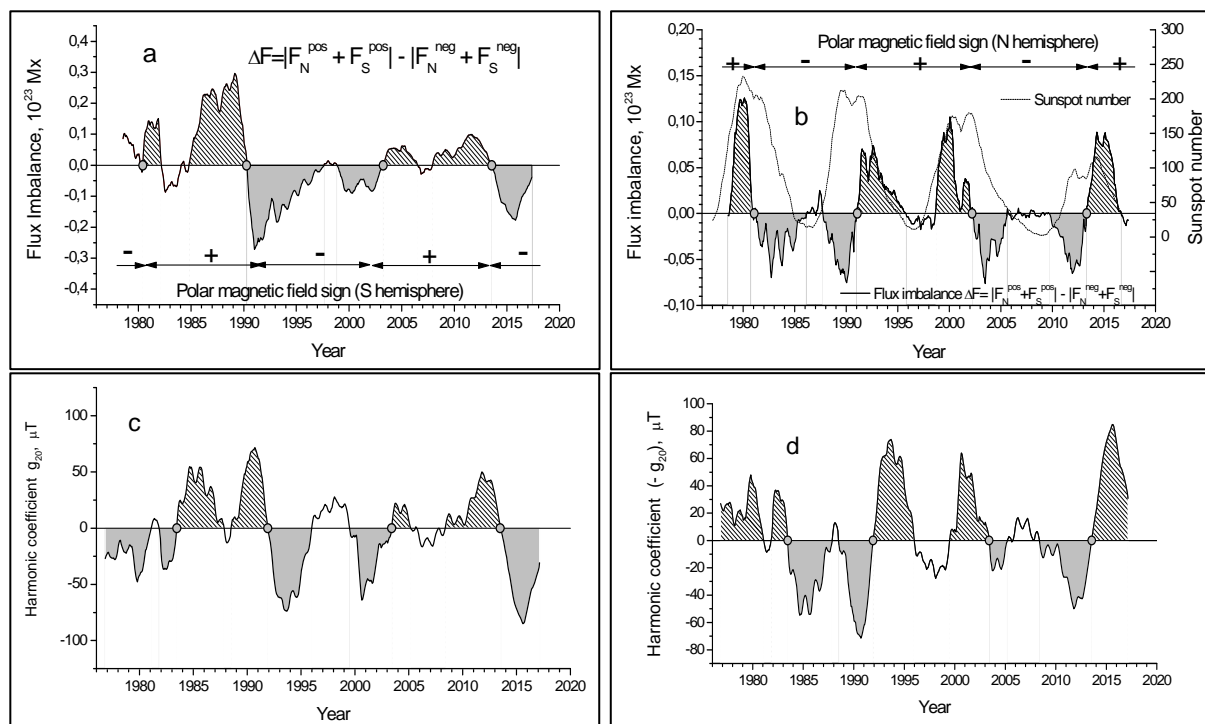


Рис. 2. Дисбаланс магнитных потоков высоких (а) и низких (б) широт. (а) Дисбаланс магнитных потоков ($B < 50$ Гс, широты от $+40^\circ$ до $+90^\circ$ и от -40° до -90°); (б) дисбаланс магнитных потоков ($B > 50$ Гс, широты от $+5^\circ$ до $+40^\circ$ и от -5° до -40°); (с) квадрупольный момент g_{20} ; (д) квадрупольный момент с обратным знаком ($-g_{20}$). Изменение знака дисбаланса отмечено кружками.

На рис. 2d показано изменение квадрупольного момента, взятого с обратным знаком ($-g_{20}$), для которого выполнена такая же штриховка, как на рис. 2b. Можно видеть, что дисбаланс магнитных потоков и квадрупольный момент ($-g_{20}$) изменяются одинаковым образом.

Дисбалансы потоков положительных и отрицательных магнитных полей в зоне пятен (от $+5^\circ$ до $+40^\circ$ и от -5° до -40°) и на высоких широтах (от $+40^\circ$ до $+90^\circ$ и от -40° до -90°) изменяются с 22-летним циклом. Как в зоне пятен, так и на высоких широтах смена знака дисбаланса происходит в годы инверсии полярного поля. Однако, в то время как для зоны пятен знак дисбаланса всегда совпадает со знаком полярного поля в северном полушарии и со знаком ($-g_{20}$), для высоких широт знак дисбаланса всегда совпадает со знаком полярного поля в южном полушарии и со знаком g_{20} . Полученные результаты свидетельствуют о том, что кроме общеизвестных закономерностей изменения полярности глобальных и локальных полей, существует регулярность в изменении дисбаланса как высокоширотных, так и низкоширотных полей.

Литература

1. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Solar Phys., 291, 741, 2016.
2. Обридко В.Н., Шелтинг Б.Д. // Письма в Астрон. Журнал, 35, 279, 2009.

КЛАССИФИКАЦИОННАЯ СХЕМА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ДАННЫХ КА DSCOVR В 2016–17 ГОДАХ

Веселовский И.С.^{1,2}, Лукашенко А.Т.¹, Капорцева К.Б.³

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

²*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

³*Физический факультет МГУ, Москва, Россия*

CLASSIFICATION SCHEME OF THE SOLAR WIND WITH THE USE OF DSCOVR SATELLITE DATA IN 2016–17

Veselovsky I.S.^{1,2}, Lukashenko A.T.¹, Kaportseva K.B.³

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

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

³*Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

A binary classification of solar wind types is presented. It's based on the three main hydrodynamic parameters: velocity, temperature and density. In the space of these variables the boundaries of eight solar wind types are quantitatively distinguished: fast-hot-dense, fast-hot-rarefied, fast-cold-dense, fast-cold-rarefied, slow-hot-dense, slow-hot-rarefied, slow-cold-dense, and slow-cold-rarefied. These types occur at different frequencies and arise from different manifestations of solar activity. The analysis of the data set from the new DSCOVR spacecraft launched to the Lagrange point L1 for the first 14 months of operation from the end of July 2016 to September 2017 has been performed. It's shown that introduced classification scheme, being simple enough and clear, allows in some cases to identify sources of solar wind (coronal holes, CME's) as well as long-term trends.

Мы предлагаем простую и универсальную схему, состоящую в количественной классификации потоков солнечного ветра относительно некоторых фиксированных значений по скорости (быстрый–медленный), температуре (горячий–холодный) и плотности (плотный–разреженный). В схеме выделяются следующие типы, которые обозначим для краткости по начальным буквам их англоязычных наименований (fast–slow, hot–cold, dense–rarefied): fhd, fhr, fcd, fcr, shd, shr, scd, scr, а также условный «нулевой» тип, включающий ветер, не относимый к первым восьми. Перечисленные типы встречаются не одинаково часто, их доля различна на разных фазах солнечного цикла и в отдельно взятые периоды времени.

С конца июля 2016 г. начали поступать данные с высоким разрешением по времени с нового космического аппарата DSCOVR, который находится в точке Лагранжа L1 [1]. Нами были взяты f3s-файлы за период до конца сентября 2017 г., которые включают в себя данные по трём основным гидродинамическим параметрам — плотности n , скорости V и температуре T протонов — с частотой три отсчёта в минуту.

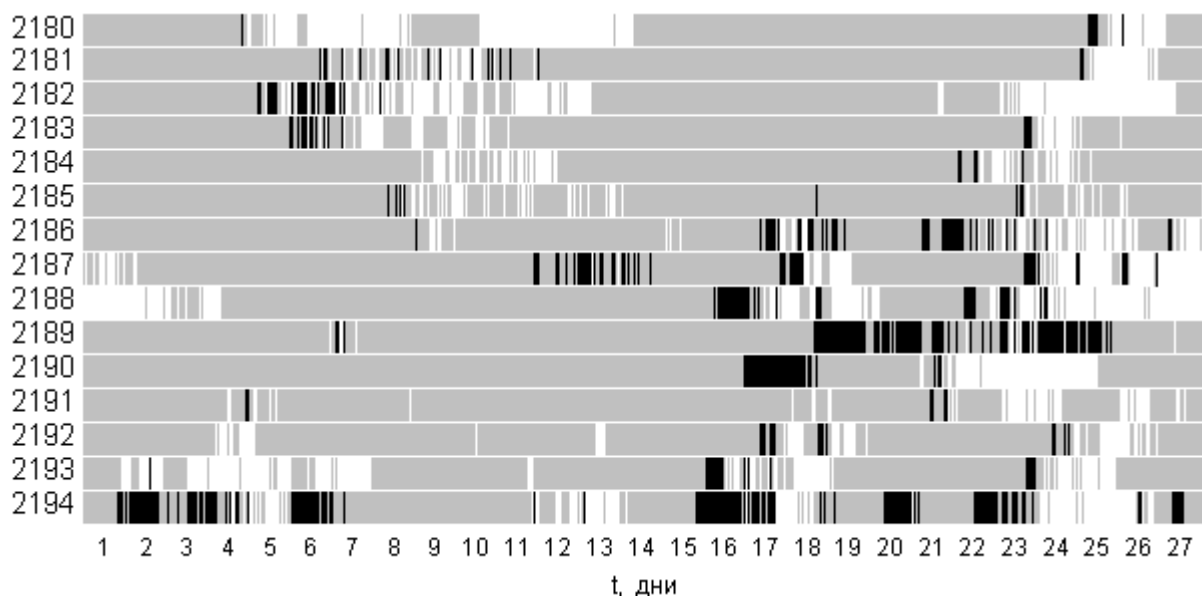


Рис. 1. Быстрый горячий ветер на протяжении кэррингтоновских оборотов 2180–2194. Периоды плотного ветра (тип fhd) обозначены чёрным цветом, разреженного (тип fhr) — белым. Полосы в верхней части слева от центра дал ветер из гигантской корональной дыры (КД) 2015–2017 гг. [2]. Наблюдения DSCOVR застали этап её уменьшения и исчезновения. С ветром из КД преимущественно ассоциированы и полосы в правой части рисунка. В конце оборота 2194 видны возмущения от КВМ начала сентября 2017 г.

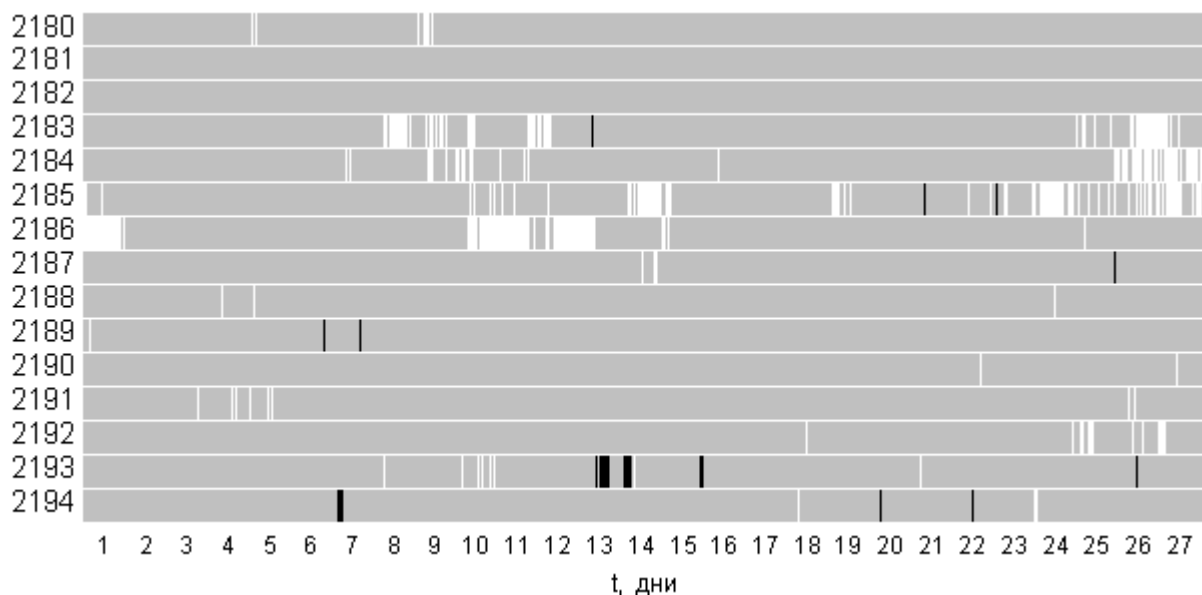


Рис. 2. Быстрый холодный ветер на протяжении кэррингтоновских оборотов 2180–2194. Периоды плотного ветра (тип fcd) обозначены чёрным цветом, разреженного (тип fcr) — белым.

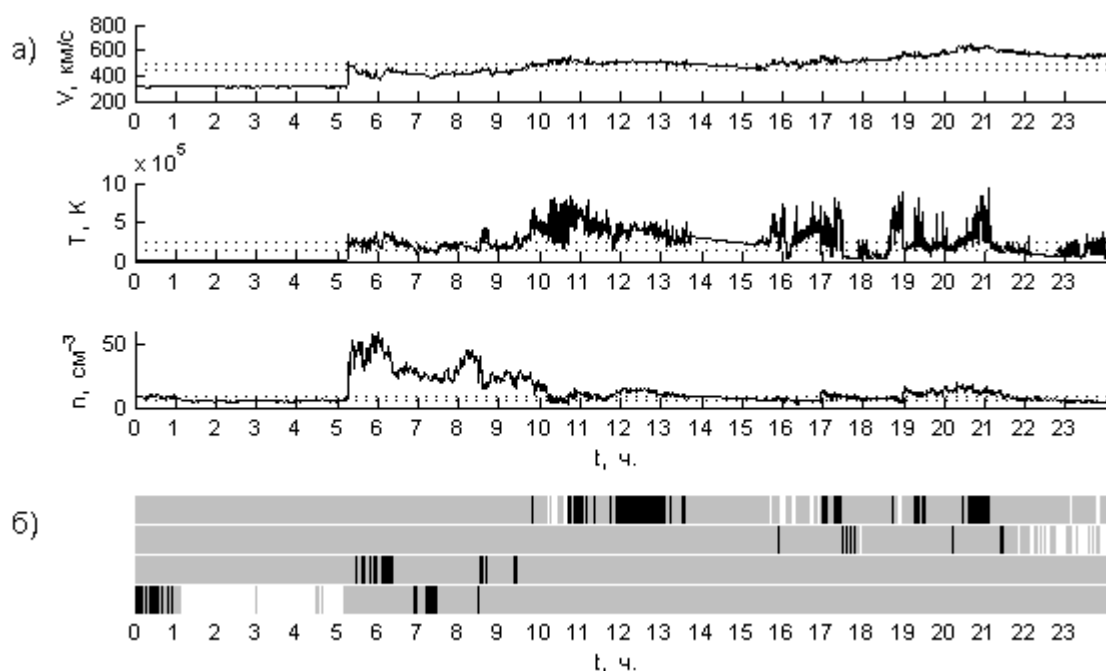


Рис. 3. Солнечный ветер 16 июля 2017 г.: **а)** графики изменения гидродинамических параметров, **б)** типы (сверху вниз): fhd и fhr, fcd и fcr, shd и shr, scd и scr. KBM от вспышки класса M2.4, произошедшей 14 июля в АО 2665, достиг DSCOVR в 05:15 UTC.

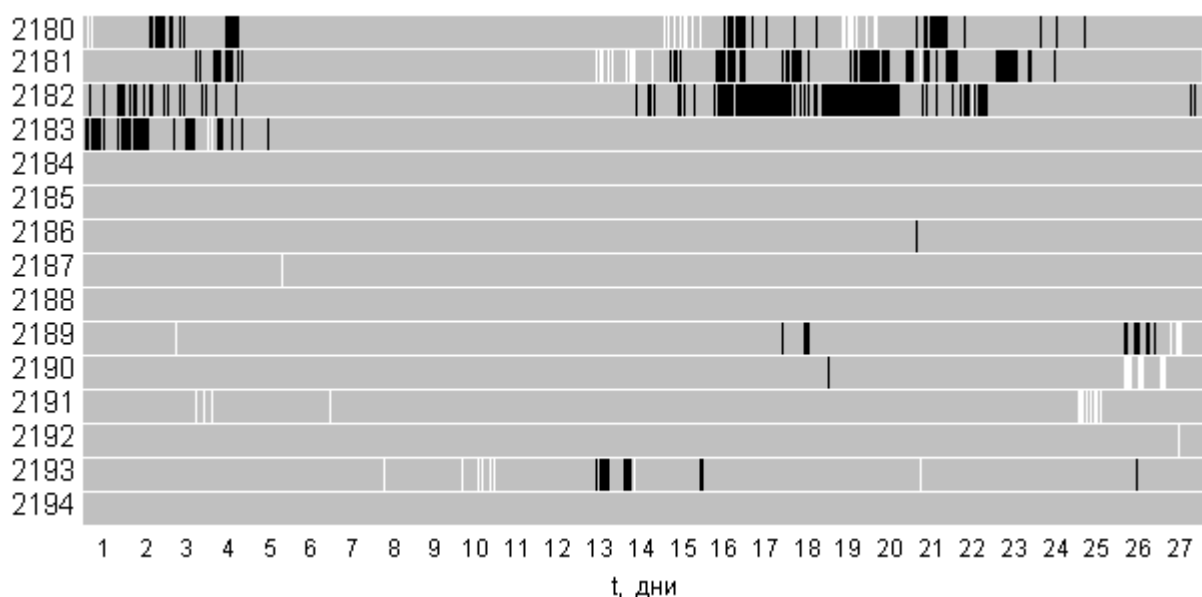


Рис. 4. Медленный горячий ветер на протяжении кэррингтоновских оборотов 2180–2194. Периоды плотного ветра (тип shd) обозначены чёрным цветом, разреженного (тип shr) — белым.

В настоящей работе мы считали солнечный ветер быстрым, если его скорость $V > 500$ км/с, и медленным, если $V < 450$ км/с; горячим, если его температура $T > 2.5 \cdot 10^5$ К, и холодным, если $T < 1.5 \cdot 10^5$ К; плотным, если его плотность $n > 8$ см⁻³, и разреженным, если $n < 6$ см⁻³. Интервалы исключения между этими границами были взяты вблизи средних и медиан-

ных значений параметров за рассматриваемый период. Если в них попадал хотя бы один из параметров, то ветер считался относящимся к «нулевому» типу. Отделение последнего даёт возможность выделить такие потоки, параметры которых отличаются от некоторых «типичных» на выбранный порог и ближе к крайним значениям, вызывающим наибольший интерес.

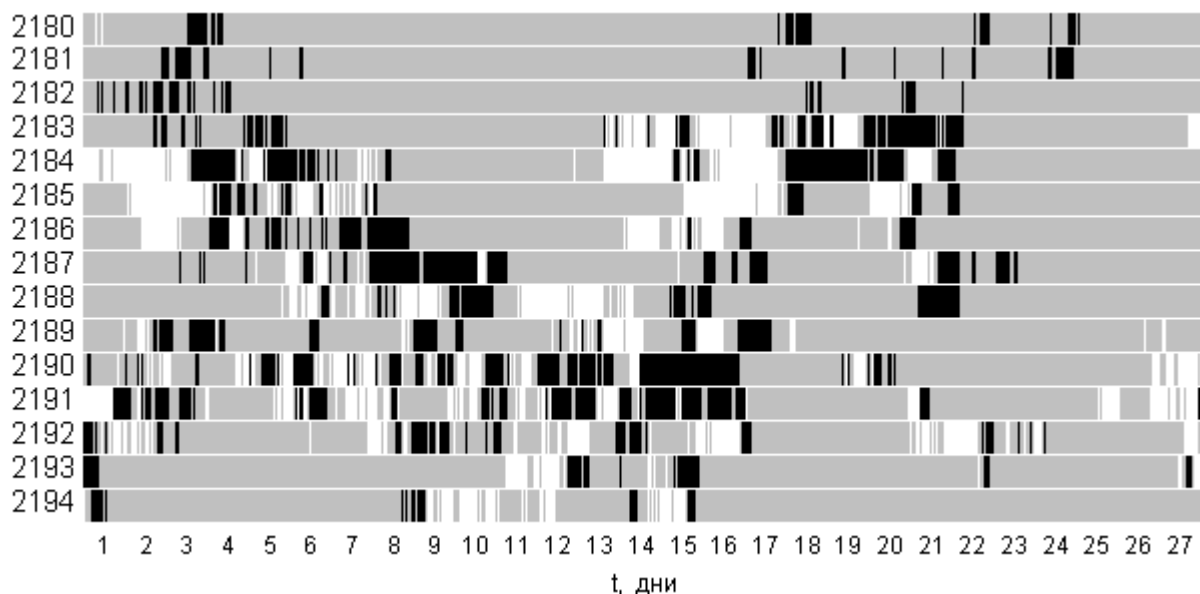


Рис. 5. Медленный холодный ветер на протяжении кэррингтоновских оборотов 2180–2194. Периоды плотного ветра (тип *scd*) обозначены чёрным цветом, разреженного (тип *scr*) — белым.

Обсуждение и выводы

С корональными дырами ассоциирован ветер типов *fhr* и *fhd* (рис. 1), а также *fcr* (см. рис. 2). С КВМ связан в первую очередь тип *fhd*. Иногда во время них наблюдается редкий тип *fcd* (рис. 2), примером чего служит буря 16 июля 2017 г. (рис. 3). Скорость солнечного ветра обладает существенной положительной корреляцией с температурой (коэффициент корреляции Пирсона r находился в районе 0.7–0.8), так что типы *shd* и *shr* (рис. 4) являются редкими. Происхождение ветра типов *scd* и *scr* (рис. 5) связано со стримерами и псевдостримерами.

Литература

1. NOAA Space Weather Prediction Center (2016): Deep Space Climate Observatory (DSCOVR). NOAA National Centers for Environmental Information. Dataset. <http://doi.org/10.7289/V51Z42F7>
2. Андреева О.А., Малащук В.М., Ахтемов З.С., Жигалкин Р.К. Гигантская корональная дыра 2015–2017 гг.: I. Изменение площади и интенсивности // Солнечная и солнечно-земная физика – 2017. Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца. 9–13 сентября 2017 года. Тезисы докладов. Санкт-Петербург, 2017. С. 12–13.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В 2016–17 ГГ. ПО ДАННЫМ КА DSCOVR

Веселовский И.С.^{1,2}, Лукашенко А.Т.¹, Капорцева К.Б.³

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

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³Физический факультет МГУ, Москва, Россия

STATISTICAL PROPERTIES OF THE SOLAR WIND IN 2016–17 ACCORDING TO DSCOVR SATELLITE DATA

Veselovsky I.S.^{1,2}, Lukashenko A.T.¹, Kaportseva K.B.³

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

²Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

In the period from November 2016 to September 2017 temperature distribution of the solar wind was bimodal with two maxima: at $1.5 \cdot 10^4$ K and at $1.7-1.8 \cdot 10^5$ K. It can be represented as the sum of two lognormal distributions, and its first peak is given by cold and slow wind component, which density varies widely. This component takes about a third of the time. Its velocity and density distributions are also close to lognormal.

В настоящей статье рассмотрены статистические характеристики трёх главных гидродинамических параметров солнечного ветра — скорости V , температуры T и плотности n протонов — за период с ноября 2016 г. по сентябрь 2017 г. включительно. Были использованы данные нового космического аппарата DSCOVR, находящегося в точке Лагранжа L1, уровня f3s (3 отсчёта в минуту или 4320 в сутки) [1]. За 11 месяцев число точек измерений (рис. 1) после вычета пропусков в данных, которые занимали около 3% по времени, составило 1403 тыс. Ряд статистических характеристик ветра приведён в табл. 1. Заметим, что данные DSCOVR имеют ограничения в плане экстремальных значений параметров (например, доступные измерения температуры за период лежат в диапазоне от 2000 К до $2 \cdot 10^6$ К).

Таблица 1.

Параметр	Среднее	Среднеквадратичное отклонение	Медиана	Мода
V (км/с)	474	121	451	342
T (тыс. К)	209	212	169	13
n (см ⁻³)	7.15	4.94	5.77	5.04

Распределение по температуре T за 11 месяцев 2016–17 гг. (рис. 2) отчётливо бимодальное. Два максимума расположены при 12–17 и 170–180

тыс. К соответственно. Этот результат отличается от найденного ранее [2, 3] по данным базы OMNI за 1963–2007 гг. (четыре солнечных цикла). Согласно [2, 3], распределение ветра по T в целом логнормально с единственным максимумом при 72–94 тыс. К. В рассматриваемый же период ветер с такими температурами был сравнительно редким (перемычка между максимумами на рис. 2).

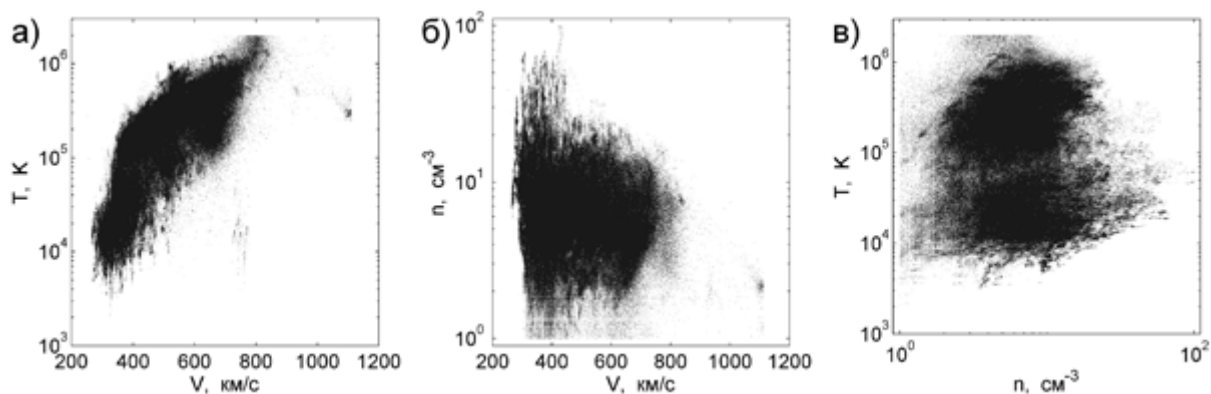


Рис. 1. Проекция множества точек, представляющих собой результаты измерений КА DSCOVR, на плоскости: а) (V, T), б) (V, n), в) (n, T).

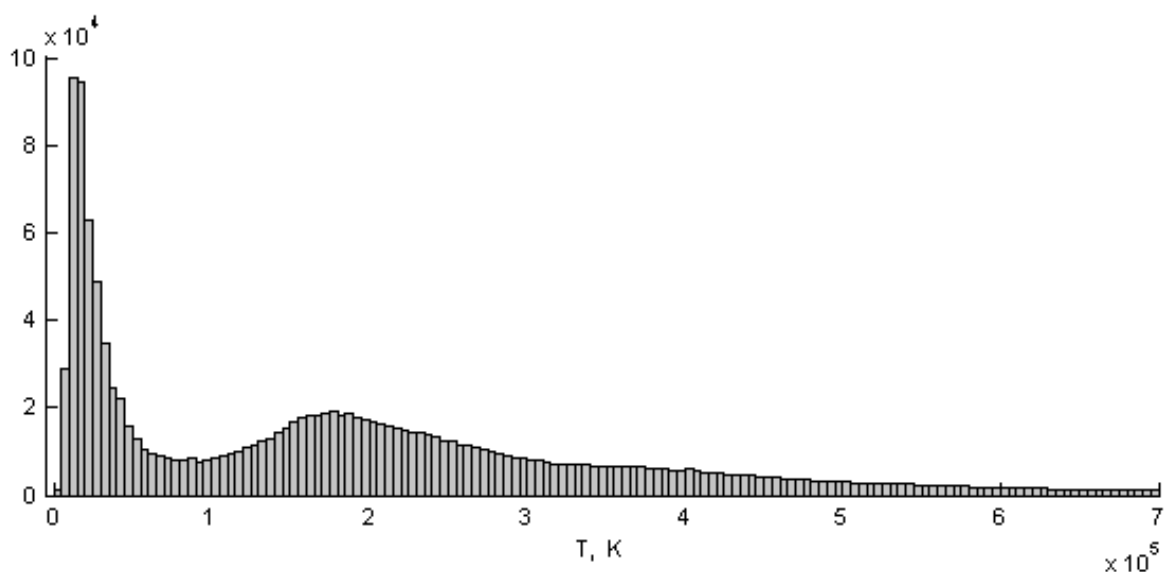


Рис. 2. Распределение солнечного ветра по температуре T .

По вертикальной оси отложено число точек измерений. Размер бина $5 \cdot 10^3$ К.

Холодная составляющая ветра, дающая первый, высокий и узкий, максимум на распределении по T , занимала около трети от суммарного времени. Её отделение в первом приближении может быть произведено путём разбиения точек измерений на кластеры. Кластеризация производилась нами методом k -средних, с переходом к логарифмической шкале по температуре и плотности и последующей нормировкой на среднеквадратичные отклонения [4]. В случае разбиения на три кластера 1 кластер даёт первый максимум по T , а 2 остальных — второй. Если кластеров пять, то 2

кластера дают первый из максимумов, а 3 остальных — второй. Если семь, то числа 3 и 4 соответственно. Результаты для выделенной таким образом холодной компоненты ветра при различном числе кластеров приведены в табл. 2. В ней же указаны мода и стандартное отклонение аппроксимирующих логнормальных распределений. Очень холодный ветер, с $T < 15$ тыс. К [5], до вершины первого пика, занимал 9% от суммарного времени. Распределение ветра, дающего второй, пологий, максимум по T , также может быть аппроксимировано логнормальным законом, с модой при 170–180 тыс. К и стандартным отклонением того же порядка величины.

Таблица 2.

Число кластеров	Доля кластеров холодной компоненты	V (км/с)	T (тыс. К)	n (см ⁻³)
3	32%	330±40	15±12	5.0±4.8
5	33%	340±40	15±13	4.9±5.3
7	33%	330±40	15±13	4.4±5.6

Распределение по скорости V (рис. 3) носит изрезанный характер и имеет несколько пиков: в районе 340–370, 420, 530 и 620–630 км/с. Наличие последнего из них характерно для периодов значительного вклада потоков из низкоширотных корональных дыр (см., например, [6]). Скорость

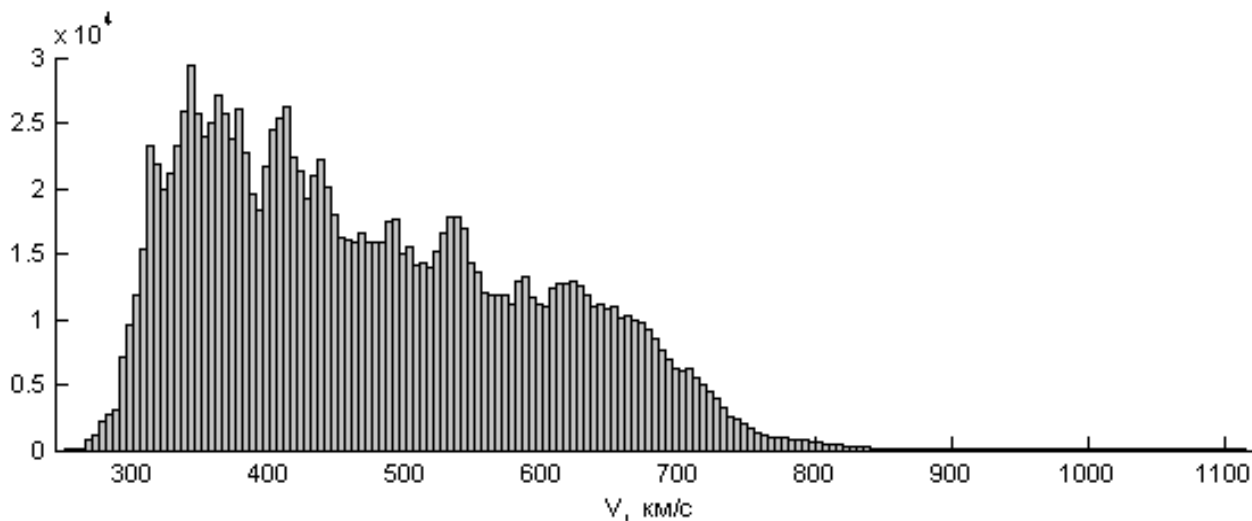


Рис. 3. Распределение солнечного ветра по скорости V .

По вертикальной оси отложено число точек измерений. Размер бина 5 км/с.

положительно коррелировала с температурой (с коэффициентом корреляции Пирсона $r = 0.8$) и отрицательно — с плотностью ($r = -0.2$). Распределение солнечного ветра по плотности n показано на рис. 4.

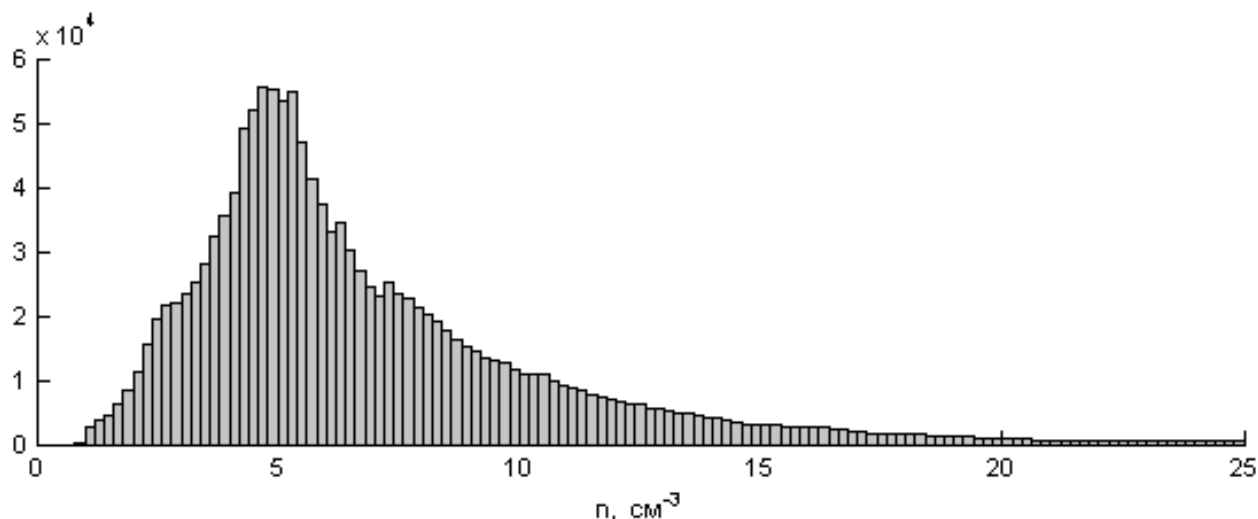


Рис. 4. Распределение солнечного ветра по плотности n .
По вертикальной оси отложено число точек измерений. Размер бина 0.2 cm^{-3} .

Заключение

В рассмотренный период 11 месяцев с ноября 2016 г. по сентябрь 2017 г. распределение солнечного ветра по температуре T носило бимодальный характер. Оно может быть приблизительно представлено как сумма двух логнормальных распределений с максимумами при 15 и 170–180 тыс. К. Первый пик распределения по T даёт холодная и медленная компонента ветра, плотность которой варьируется в широких пределах. Она занимала около трети по времени. Её распределения по скорости и плотности также близки к логнормальным.

При дальнейшем анализе желателен учёт намагниченности (плазменного отношения β), а также более детальное сопоставление с данными за предшествующие периоды.

Литература

1. NOAA Space Weather Prediction Center (2016): Deep Space Climate Observatory (DSCOVR). NOAA National Centers for Environmental Information. Dataset. <http://doi.org/10.7289/V51Z42F7>
2. Веселовский И.С., Дмитриев А.В., Суворова А.В. Алгебра и статистика солнечного ветра // Космич. иссл. Т. 48. № 2. С. 115–130. 2010.
3. Dmitriev A.V., Suvorova A.V., Veselovsky I.S. Statistical characteristics of the heliospheric plasma and magnetic field at the Earth's orbit during four solar cycles 20–23 / Handbook on solar wind: effects, dynamics and interactions. Ed. H.E. Johannson. NOVA Science Publishers, Inc., New York, 434 p. 2009 (arXiv:1301.2929 [physics.space-ph]).
4. Мандель И.Д. Кластерный анализ. М.: Финансы и статистика, 176 с. 1988.
5. Freeman J.W., Lopez R.E. The cold solar wind // J. Geophys. Res. V. 90. № A10. P. 9885–9887. 1985.
6. de Toma G. Evolution of coronal holes and implications for high-speed solar wind during the minimum between cycles 23 and 24 // Solar Phys. V. 274. Issue 1–2. P. 195–217. 2011.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ЦИРКУЛЯЦИИ ПЛОТНОСТИ ТОКА В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ: КРИВИЗНА РИЧЧИ И ЛАПЛАСИАН БОХНЕРА ПО МАГНИТОГРАММАМ SDO

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

THIN STRUCTURE OF CURRENT DENSITY CIRCULATION IN THE ACTIVE REGION: RICCI CURVATURE AND BOHNER LAPLACIAN AS CALCULATED FROM SDO MAGNETOGRAMS

Volobuev D.M., Makarenko N.G.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

Estimations of any differential operator typically require smooth continues data which is not the case for solar magnetogram. Here we present calculations of discrete Ricci Curvature and Bochner Laplacian using approach of discrete differential geometry. We give an interpretation for the Laplacian of magnetic field as a circulation of current density near polarity inversion line and as a rate of magnetic flux emergence in the region of strong field. Both polarity inversion and strong field regions have sharp peculiarities a few SDO pixels in size. The sequence of magnetogram for active region AR12673 shows significant growth of Ricci curvature and Bochner laplacian peaks estimated as their standard deviation over magnetogram area.

Оценки дифференциальных операторов по дискретным данным обычно делаются по конечно-разностным схемам, которые предполагают наличие гладкости дифференцируемой функции, которая, в свою очередь обуславливает существование предела производной при уменьшении пространственного масштаба. Для магнитограмм характерно наличие скачков при переходе от пикселя к пикселю (рис. 1а), что делает прямое использование конечно-разностных операторов некорректным. В настоящей работе мы рассматриваем дискретный (комбинаторный) вариант кривизны Риччи и лапласиан Бохнера [1], посчитанные для изображения, в котором каждый пиксель рассматривается как симплекс (рис. 1б). Как было показано нами ранее, лапласиан Бохнера может рассматриваться как один из возможных предикторов сильной вспышки [2, 3].

Остановимся подробнее на возможной физической интерпретации обычного лапласиана магнитного поля, оценкой которой в дискретном варианте может служить лапласиан Бохнера. Раскроем $rot(rotB)$ по известной формуле ВАС-САВ для двойного векторного произведения

$$rot(rotB) = \nabla(divB) - \Delta B \quad (1)$$

Поскольку B – магнитное поле, $divB = 0$, и первое слагаемое в правой части (1) обращается в ноль. Таким образом

$$\Delta B = -rot(rotB). \quad (2)$$

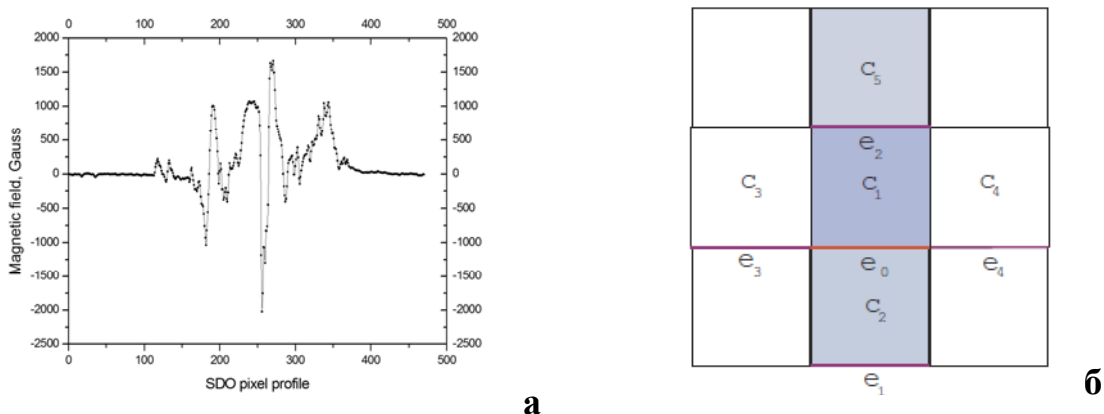


Рис. 1. **а** – Типичный (недифференцируемый) профиль магнитного поля во вспышечной активной области (AR12673, 7 минут до вспышки X9.3). **б** – Пиксель как симплекс, состоящий из ячеек c_i и ребер e_i .

Далее, из уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} B = \mu j + \frac{1}{c} \frac{dE}{dt} \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (4)$$

где j – плотность тока, E – электрическое поле, подставив (3) в (2)

$$\Delta B = -\operatorname{rot}(\mu j) - \frac{d}{dt} \operatorname{rot}(E) \quad (5)$$

Используя выражение (4) отсюда получим

$$\Delta B = -\operatorname{rot}(\mu j) + \frac{1}{c} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \quad (6)$$

Перейдя к интегралу по площади пикселя и используя формулу Стокса получим выражение, которое, как нам представляется, удобно для интерпретации вычисленного лапласиана по магнитограмме активной области.

$$\int_S \Delta B ds = -\int_L (j \cdot n) dl + \int_S \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} ds \quad (7)$$

Заметим, что первое слагаемое в правой части (7) обращается в ноль для сильного поля одного знака в тени пятна, таким образом, близость к нулю лапласиана можно интерпретировать как быстрый рост (всплытие) магнитного потока. Большие значения лапласиана вблизи линии раздела полярности, наоборот, в большей степени могут быть связаны с большими токами в токовом слое, образованном δ -конфигурацией (рис. 2). Вычисления производились следующим образом [4,5]

Сначала необходимо вычислить так называемый грубый лапласиан

$$\square_2(c_1, c_2) = \frac{\omega(e_0)}{\sqrt{\omega(c_1)\omega(c_2)}} \text{ и } 2\text{-кривизну } F_2 = \sum_{e < c_1} \left(\frac{\omega(e)}{\omega(c_1)} - \frac{\omega(e)}{\sqrt{\omega(e_0)\omega(e_1)}} \right). \text{ Здесь за ком-}$$

бинаторный вес $\omega(c)$ ячейки (рис. 1б) мы принимаем амплитуду магнитной энергии в данном пикселе (B^2) а за вес ребра $\omega(e)$ – среднюю магнитную

энергию пикселей, граничащих по этому ребру. Граничные пиксели мы обрезаем. Отсюда комбинаторный 2-лапласиан Бохнера для клетки определяется как разность [6]

$$B_{2c} = \square_2 - F_2 \quad (8)$$

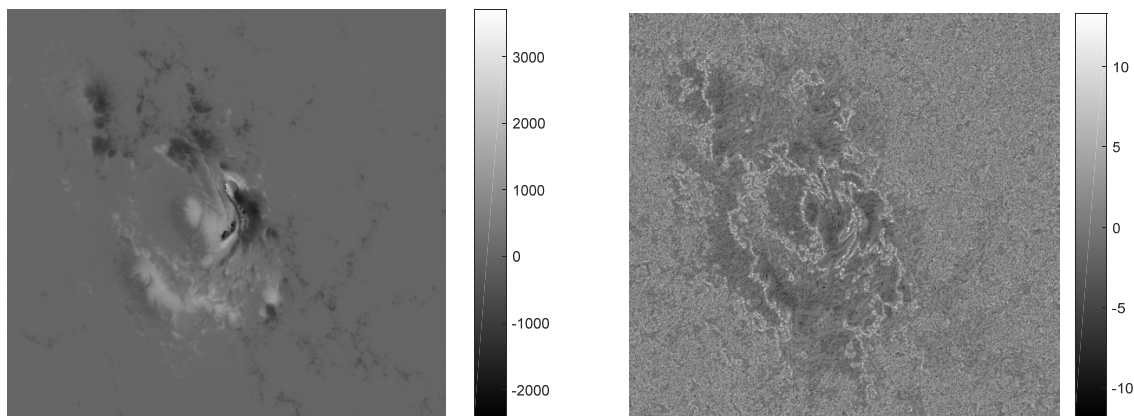


Рис. 2. Пример магнитограммы SDO/HMI SHARP радиальной компоненты поля (слева, масштаб в Гауссах) и дискретный комбинаторный лапласиан Бохнера для магнитной энергии B_r^2 (справа, масштаб логарифмический) для области 12673 за 7 минут до вспышки X9.3.

Мы применили этот формализм к SHARP радиальной компоненте магнитного поля SDO магнитограммам <http://hmi.stanford.edu/> (рис. 2) для АО 12673, давшей вспышку X9.3 2017/09/06 (нулевой отсчет на рис. 3 по оси абсцисс). Значения магнитного поля для каждой магнитограммы возводились в квадрат, чтобы получить аналог магнитной энергии в каждом пикселе.

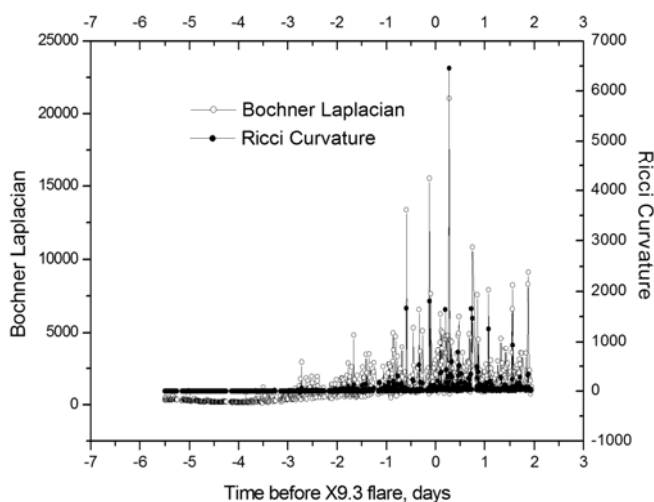


Рис. 3. Пример эволюции во времени стандартного отклонения для лапласиана Бохнера и кривизны Риччи от магнитной энергии для области 12673.

Пример вычисленного комбинаторного 2-лапласиана Бохнера от магнитной энергии показан на рис. 2 справа. Отчетливо видна структура образующая нейтральную линию с максимумами Лапласиана отдельные точки в области максимума каждой полярности с нулевым Лапласианом (большой отрицательный логарифм). Согласно формуле (7) нулевой Лапласиан соответствует квадратичному во времени росту магнитного потока, а максимумы на линии раздела полярностей соответствуют большой циркуляции плотности тока, что, возможно, связано с образованием токового слоя.

Выводы

Подходы дискретной дифференциальной геометрии позволяют вычислять дифференциальные операторы на дискретных негладких изображениях, в частности, магнитограммах. Локализованные экстремумы для логарифма лапласиана можно физически интерпретировать как области быстрого роста (вспытия) магнитного потока в окрестностях сильного униполярного поля либо областей сильной циркуляции плотности тока в окрестности линии раздела магнитных полярностей.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-01-09156.

Литература

1. *Bochner S.* Curvature and Betti numbers // *Annals of Mathematics.* 1948. С. 379–390.
2. *Volobuev D.M., Makarenko N.G., Knyazeva I.S.* Generalized Laplacian for magnetograms of solar active region as possible predictor of strong flare // *Journal of Physics: Conference Series.* – IOP Publishing, 2016. Т. 675. № 3. С. 032027.
3. *Volobuev D.M., Makarenko N.G., Knyazeva I.S.* Evolution of the Bochner Laplacian for magnetograms of solar active regions // *Geomagnetism and Aeronomy.* 2016. Т. 56. № 7. С. 886–891.
4. *Forman R.* Bochner's method for cell complexes and combinatorial Ricci curvature // *Discrete and Computational Geometry.* 2003. Т. 29. № 3. С. 323–374.
5. *Saucan E. et al.* Combinatorial Ricci curvature and Laplacians for image processing // *Image and Signal Processing,* 2009. CISP'09. 2nd International Congress on. – IEEE, 2009. – С. 1–6.

ПЛОЩАДИ И ПОЛОЖЕНИЕ ПЯТЕН НА ЗАРИСОВКАХ ГАЛИЛЕЯ 1612 ГОДА

Вохмянин М.В., Золотова Н.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

AREAS AND POSITIONS OF SUNSPOTS ON DRAWINGS BY GALILEI OF 1612

Vokhmyanin M.V., Zolotova N.V.

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

Sunspot drawings in the 17th century are a direct source of information on solar activity before the Maunder minimum. From these data, one can restore the number of sunspot groups, as well as the time-latitude distribution of the spots known as the Maunder's butterfly diagram. One of the first drawings, made by Galilei from May 3 to 11, from June 2 to July 8 and August 19–21, are considered. These observations are distinguished by special accuracy which is not inherent to other observers of 1610s. Galilei did not indicate the exact time of observation that causes uncertainty in determining the coordinates of the spots. To define the location of spots, we use a method that minimize the difference between latitudes of the same spot on different days. As a result, coordinates and areas of 82 groups of spots were obtained. A confirmation of the accuracy of the drawings by Galilei is that most spots lie far from the equator.

Введение

Проблема рассогласования индексов солнечной активности в XVIII и XIX веках [1] послужила началом проведения серии научных семинаров [2, 3], посвященных пересмотру исторических архивов о наблюдении за Солнцем (<http://ssnworkshop.wikia.com/wiki/Home>). Результат работы исследователей [4, 5] был представлен двумя новыми индексами числа солнечных пятен и числа групп пятен [6, 7]. В настоящее время развернулась широкая дискуссия о релевантности старых и новых индексов активности [8, 9].

В последние несколько лет начата масштабная работа по оцифровке и восстановлению исторических данных о наблюдении солнечной активности. Арльт [10] определил площади пятен по зарисовкам 1749–1796 гг., сделанным Штаудахером. Свальгард также предложил способ разделения солнечных пятен на группы [11]. Было восстановлено широтно-временное распределение пятен с нулевого по четвертый цикл активности [12]. 8486 зарисовок солнечного диска в период 1825–1867 гг., выполненные Швабе, также были оцифрованы и обработаны [13]. Продолжается работа по восстановлению индексов активности в период до и во время минимума Маундера [14–16].

С целью исследования скорости дифференциального вращения Солнца в преддверии гранд-минимума солнечной активности, Касас с соавторами [17] определили координаты групп пятен по зарисовкам Галилея в июне и июле 1612 г. Они сделали предположение, что зарисовки были сделаны в полдень. Для анализа были выбраны группы пятен, наблюдавшиеся более одного дня, также исследователи не рассматривали пятна находящиеся близко к лимбу.

В данной работе выполнено детальное восстановление широтно-временного распределения пятен с 3 мая по 21 августа 1612 г.

Результаты анализа

В письмах [18] Галилео Галилея немецкому историку и издателю Маркусу Вельзеру опубликованы зарисовки пятен со 2 июня по 8 июля и с 19 по 21 августа 1612 г. Оцифрованные и обработанные зарисовки доступны на сайте «Проект Галилео» (<http://galileo.rice.edu>), созданного Аль Ван Хелденом и Оуэном Гингерихом. Небольшой набор зарисовок с 3 по 11 мая 1612 г. хранится в библиотеке Ватикана среди особо ценных манускриптов (http://digi.vatlib.it/view/MSS_Varb.lat.6479/0053). Эти изображения находятся среди писем Галилея кардиналу Маффео Барберини (Папа Урбан VIII) и его племяннику кардиналу Франческо Барберини.

Площади групп пятен, измеряемые в миллионных долях полусферы (A_{msh}), были вычислены нами по стандартной формуле:

$$A_{msh} = \frac{A_{pix} \cdot 10^6}{2\pi R^2 \cos(\alpha)}, \quad (1)$$

где A_{pix} – площадь объекта в пикселях, R – радиус солнечного диска в пикселях, α – угловое меридианное расстояние от центра диска до объекта.

К сожалению, архивы Галилея не содержат информации о том, в какой момент дня были сделаны зарисовки. Чтобы восстановить положение пятен, была применена итерационная процедура для минимизации расстояния между значениями широты одного и того же пятна в разные дни:

$$F(T) = \sqrt{\sum \left((B(T) - \langle B \rangle) \cdot \frac{1 - \delta B^3}{500} \right)^2}, \quad (2)$$

где $F(T)$ – минимизируемая функция для каждого дня наблюдений, T – локальное время, $B(T)$ – широта объекта на диске Солнца в выбранный момент времени T , $\langle B \rangle$ – средняя широта этого объекта за предыдущие или последующие дни наблюдений, δB – стандартное отклонение широты объекта в последовательности предыдущих или последующих дней. Предложенный способ определения гелиокоординат пятен позволяет узнать время, когда были сделаны зарисовки. Согласно нашим расчетам все зарисовки были сделаны через 1–3 часа после полудня.

На рисунке 1 представлен результат определения координат пятен. Черными звездочками показаны широты пятен согласно [17], серыми кружками показаны наши результаты. Заметим, что в наблюдениях Галилея хорошо видно, что пятна стремятся избегать область низких широт, за исключением одной группы пятен в мае. Однако, качество наблюдений в мае хуже, чем в июне и июле.

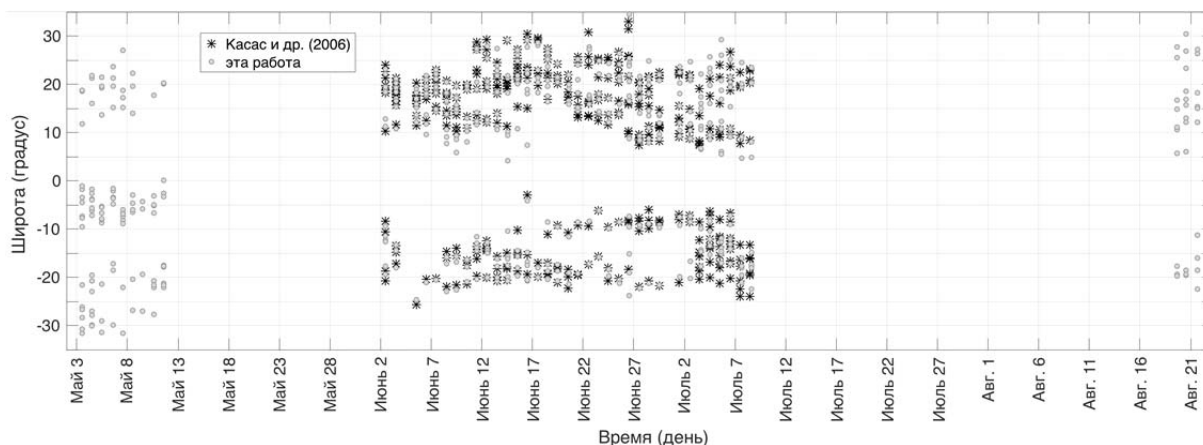


Рис. 1. Широтно-временное распределение пятен по данным наблюдений Галилея с 3 мая по 21 августа 1612. Черными звездочками показаны положения пятен согласно [17], серыми кружками показаны результаты данной работы.

Выводы

В данной работе мы провели анализ зарисовок солнечных пятен, хранящихся в исторических архивах Галилео Галилея. Мы определили площади групп пятен в м.д.п. и гелиокоординаты пятен в период с 3 мая по 21 августа 1612 г. Для решения поставленной задачи был разработан итерационный метод, минимизирующий разницу широт положения пятен в разные дни. Согласно нашим расчетам, зарисовка пятен осуществлялась после полудня. Результаты данной работы могут быть востребованы в задаче восстановления параметров солнечной активности с XVII века.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-02-06959-а и № 16-02-00300-а.

Литература

1. Cliver, E.W., Ling, A.G. The discontinuity circa 1885 in the group sunspot number // Solar Phys., 291, 2763, 2016.
2. Cliver, E.W., Clette, E., Svalgaard, L. Recalibrating the sunspot number (SSN): The SSN workshop // Central European Astrophysical Bulletin, 37, 401, 2013.
3. Cliver, E.W., Clette, E., Svalgaard, L., Vaquero, J.M. Recalibrating the sunspot number (SN): The 3rd and 4th SN workshops // Central European Astrophysical Bulletin, 39, 1, 2015.

4. *Clette, F., Svalgaard, L., Vaquero, J.M., Cliver, E.E.* Revisiting the sunspot number. A 400-year perspective on the solar cycle // *Space Sci. Rev.*, 186, 35, 2014.
5. *Svalgaard, L.* Solar activity – past, present, future // *J. Space Weather Space clim.*, 3, A24, 2013.
6. *Clette, F., Cliver, E.W., Lefevre, L., Svalgaard, L., Vaquero, J.M.* Revision of the sunspot number(s) // *Space Weather*, 13, 1, 2015.
7. *Svalgaard, L., Schatten, K.H.* Reconstruction of the sunspot group number: the backbone method // *Solar Phys.*, 291, 2653, 2016.
8. *Cliver, E.W.* Comparison of new and old sunspot number time series // *Solar Phys.*, 291, 2891, 2016.
9. *Georgieva, K., Kilcik, A., Nagoviitsyn, Yu., Kirov, B.* The ratio between the number of sunspot and number of sunspot groups // *Geomagnetism and Aeronomy*, 57, 1, 2017.
10. *Arlt, R.* Digitization of sunspot drawings by Staudacher in 1749–1796 // *Solar Phys.*, 247, 399, 2008.
11. *Arlt, R.* The Butterfly diagram in the eighteenth century // *Solar Phys.*, 255, 143, 2009.
12. *Svalgaard, L.* A recount of sunspot groups on Staudacher’s Drawings // *Solar Phys.*, 292, 4, 2017.
13. *Arlt, R.* The sunspot observations by Samuel Heinrich Schwabe // *Astron. Nachr.*, 332, 805, 2011.
14. *Arlt, R., Senthamizh Pavai, V., Schmiel, C., Spada, F.*, Sunspot positions, areas, and group tilt angles for 1611–1631 from observations by Christoph Scheiner // *Astron. Astrophys.*, 595, A104, 2016.
15. *Neuhauser, N., Arlt, R., Pfitzner, E., Richter, S.* Newly found sunspot observations by Peter Becker from Rostock for 1708, 1709, and 1710 // *Astron. Nachr.*, 336, 623, 2015.
16. *Zolotova, N.V., Ponyavin, D.I.* How deep was the Maunder Minimum? // *Solar Phys.*, 291, 2869, 2016.
17. *Casas, R., Vaquero, J.M., Vazquez, M.* Solar Rotation in the 17th century // *Solar Phys.*, 234, 379–392, 2006.
18. *Galilei, G.* *Istoria E dimostrazioni intorno alle macchie solari E loro accidenti comprese in tre lettere scritte all’illvstrissimo signor Marco Velseri ...*, G. Mascadi, Roma, 1613.

ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ ПОЛОЖЕНИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

Вохмянин М.В., Золотова Н.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

HELIOSPHERIC CURRENT SHEET CENTENNIAL VARIATIONS

Vokhmyanin M.V., Zolotova N.V., Ponyavin D.I.

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

The configuration of the heliospheric current sheet (HCS) can be estimated through the sector structure of the interplanetary magnetic field (IMF). According to [1], who analyzed IMF sector structure back to 1926 using the proxy data from [2], the HCS was shifted (or coned) southward since cycle 16. Due to such HCS configuration the effect is often compared with «bashful ballerina». In [3, 4] we infer the IMF sector structure back to 1844. This allows us to investigate HCS asymmetry through much longer period. We found that during solar activity cycles 14–19 the HCS was shifted northward, and during cycles 9–13 – southward. Similar changes in the north-south asymmetry were found in the proxies of the polar faculae numbers. We suggest the alterations of the N-S asymmetry are regular and occur every 50–60 years.

Введение

Непрерывно расширяющаяся солнечная корона формирует межпланетное магнитное поле (ММП), направленное в стационарном ветре вдоль спирали Паркера и с полярностью магнитного поля источника. В плоскости эклиптики ММП одной полярности (направление от или к Солнцу) наблюдается, как правило, в течение нескольких дне, что отражает секторную организацию ММП. Границы секторов соответствуют пересечениям гелиосферного токового слоя (ГТС) и плоскости эклиптики, и поэтому конфигурацию ГТС можно исследовать по характеристикам секторной структуры. Вблизи минимума солнечной активности, ММП одной полярности может преобладать в течение одного или даже нескольких лет, что свидетельствует о северно-южной асимметрии токового слоя. Непосредственные подтверждения асимметрии ГТС были получены по данным космического аппарата Ulysses в 1994–1995 гг. [1]. На широте минус 10° наблюдался минимум космических лучей, что соответствовало сдвигу токового слоя относительно магнитного экватора. Авторы [2], обнаружив, что в обозначенный период радиальное поле было сильнее в южном полушарии, дали простое объяснение асимметрии ГТС: для условия сохранения баланса магнитных потоков разной полярности и при наличии неравенства магнитных полей северного и южного полушарий необходим наклон гелиосферного токового слоя. Авторы [3] проанализировали секторную структуру ММП по данным околоземных спутников. Выяснилось, что сдвиг токового слоя в сторону южного полушария наблюдался в течение

всего периода спутниковых измерений. Согласно работам [4, 5], где исследовалась секторная структура ММП, восстановленная по геомагнитным данным [6, 7], подобная конфигурация ГТС наблюдалась, как минимум, с 16 цикла солнечной активности.

В представленной работе, мы анализируем секторную структуру ММП, восстановленную по архивным геомагнитным данным группы европейских станций, включая измерения в 19 веке.

Таблица 1. Группы данных для восстановления полярности ММП.

		Доступность	Точность, %	$\langle \Delta TA \rangle$
1	Хельсинки + Санкт-Петербург	с 1844 г.	79.5	0.10
2	+ Екатеринбург + Потсдам	с 1890 г.	80.3	0.10
3	+ Де Билт + Ситка	с 1902 г.	82.4	0.10
4	+ Соданкюла + Эскделемюр	с 1911 г.	82.5	0.09
5	+ Годхавн + Лервик	с 1926 г.	85.4	0.07
6	+ Туле	с 1947 г.	87.9	0.06

Результаты

В работах [8, 9] мы показали, что секторную структуру можно восстановить по геомагнитным вариациям на средних широтах. Это возможно благодаря магнитному эффекту удаленных продольных ионосферных токов [10]. В сравнении со спутниковыми данными (1965–2010 гг.), восстановленная таким образом секторная структура верна для ~80% дней. В данной работе мы исследуем регулярные геомагнитные измерения, проводившиеся на станциях Хельсинки с 1844 г., Санкт-Петербург с 1850 г., Екатеринбург с 1887 г., Потсдам с 1896 г. и др. Чтобы оценить качество восстановленной полярности в зависимости от количества доступных измерений, мы разделили все данные по группам (таблица 1). Несмотря на меньшее количество геомагнитных измерений в 19 веке, точность восстановленной полярности с углублением в прошлое падает незначительно (более подробно в работе [9]).

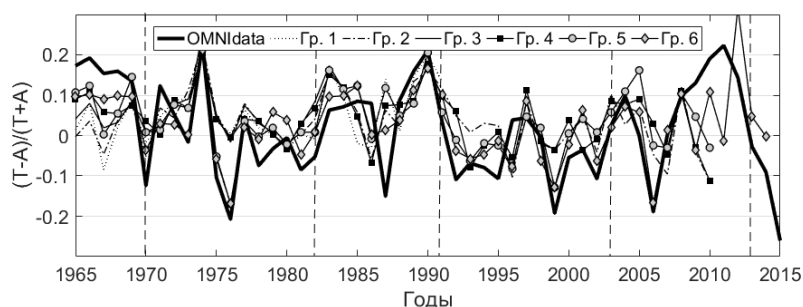


Рис. 1. Отношение дней положительной (А) и отрицательной (Т) полярностей по спутниковым (OMNIdata) и восстановленным данным.

На рисунке 1 показаны годовые значения относительной асимметрии положительных и отрицательных секторов $(T-A)/(T+A)$, где Т – количество дней отрицательной полярности, А – положительной. Черная толстая

кривая получена по спутниковым данным ММП, остальные соответствуют каталогам полярностей 1–6. Средние отличия реальной и восстановленной асимметрии $\langle |\Delta TA| \rangle$ указаны в таблице 1. Видно, что все восстановленные значения ТА относительно хорошо совпадают с реальными. В интервалах между переполусовками (вертикальные пунктиры) ТА поочередно принимает преимущественно положительные или отрицательные значения, что свидетельствует о наклоне ГТС к южному полушарию.

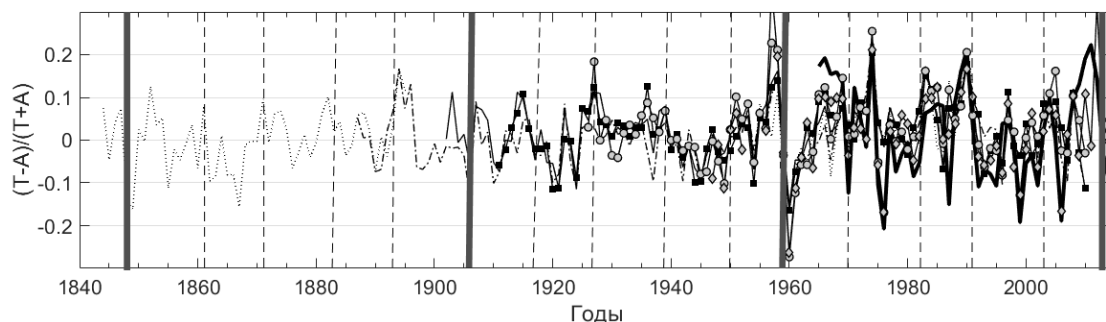


Рис. 2. Отношение дней положительной (А) и отрицательной (Т) полярностей по спутниковым (OMNIdata) и восстановленным данным.

На рисунке 2 показаны ТА за весь исследуемый период. Смена доминирующей полярности не происходит около максимума 19 цикла (~1960 г.) и максимума 14 цикла (~1905 г.). До 14 цикла регулярность волны асимметрии ТА очевидна только, если отбросить значения вблизи минимумов солнечной активности 1856–1858, 1876–1879, 1897–1901 гг. В эти периоды наблюдалась экстремально низкая геомагнитная активность, негативно сказывающаяся на качестве восстановления полярности [8, 9]. Таким образом, до 19-го цикла токовый слой был смещён в сторону северного полушария, а до 14-го цикла, как и в последние 50 лет, к югу.

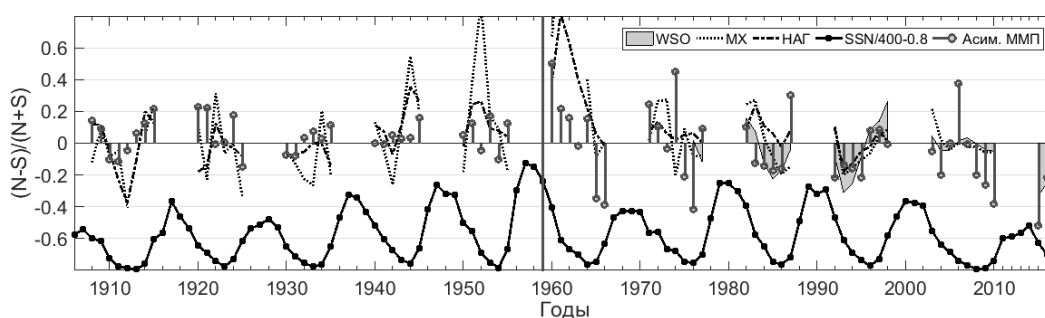


Рис. 3. Асимметрия полярного поля по данным WSO и по реконструкциям Муноз-Харамильо (MX) и Наговицына (НАГ), и асимметрия по данным восстановленной полярности ММП (с учетом знака солнечного диполя).

Мы считаем, что подобные изменения в наклоне токового слоя носят регулярный характер с полупериодом 50–60 лет или около 5 солнечных циклов (предполагаемые годы смены северо-южной асимметрии отмечены толстыми вертикальными линиями). Соответственно, мы ожидаем, что в 25-м цикле токовый слой будет наклонен к северу.

Так как наклон ГТС вызван неравенством магнитных полей северного и южного полушарий, вариации асимметрии в прошлом можно проверить по данным полярных факелов, количество которых коррелирует с интенсивностью полярного поля. Мы проверили два ряда данных: первый составлен по наблюдениям факелов в обсерватории Маунт-Вилсон [11], и второй – синтетический ряд, составленный Наговицыным на основе нескольких источников [12]. Северо-южная симметрия «полярного поля» показана на рисунке 3. Мы исключили данные около максимумов циклов активности, когда полярное поле значительно уменьшается и происходит переполусовка. Видно, что до минимума между 19 и 20 циклами поле северного полушария действительно сильнее южного.

Заключение

Показано, что восстановленная секторная структура ММП способна отразить северо-южную асимметрию ГТС. На основе реконструированной полярности ММП и полярного магнитного поля Солнца, мы предполагаем доминирование поля северного полушария и сдвиг ГТС к северу между 14 и 19 циклами активности, и доминирование южного полушария до 14 цикла. Также предполагается, что смена северо-южной асимметрии ГТС происходит регулярно с полупериодом порядка 50–60 лет.

Благодарности. Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-02-06959-а и № 16-02-00300-а.

Литература

1. *Simpson, J., M. Zhang, and S. Bame.* A solar polar north-south asymmetry for cosmic-ray propagation in the heliosphere: The Ulysses pole-to pole rapid transit // *ApJ*, 465, L69, 1996.
2. *Smith, E., J. Jokipii, J. Kota, R. Lepping, and A. Szabo.* Evidence of a north-south asymmetry in the heliosphere associated with a southward displacement of the heliospheric current sheet // *ApJ*, 533, 1084, 2000.
3. *Mursula, K., and T. Hiltula.* Bashful ballerina: Southward shifted heliospheric current sheet // *Geophys. Res. Lett.*, 30(22), 2135, 2003.
4. *Hiltula, T., and K. Mursula.* Long dance of the bashful ballerina // *Geophys. Res. Lett.*, 33, L03105, 2006.
5. *Hiltula, T., and K. Mursula.* HMF sectors since 1926: Comparison of two ground-based data sets // *Adv. Space Res.*, 40, 1054, 2007.
6. *Vennerstroem, S., B. Zieger, E. Friis-Christensen, E.* An improved method of inferring interplanetary sector structure, 1905–present // *J. Geophys. Res.* 106 (15), 16011, 2001.
7. *Svalgaard, L.* Interplanetary sector structure 1926–1971 // *J. Geophys. Res.* 77, 4027, 1972.
8. *Vokhmyanin, M., and D. Ponyavin.* Sector structure of the interplanetary magnetic field in the nineteenth century // *Geophys. Res. Lett.*, 40, 3512, 2013.
9. *Vokhmyanin, M., and D. Ponyavin.* Reconstruction of the IMF polarity using midlatitude geomagnetic observations in the nineteenth century // *J. Geophys. Res.*, 121, 11943, 2016.
10. *Vennerstrom, S., F. Christiansen, N. Olsen, and T. Moretto.* On the cause of IMF By related mid- and low latitude magnetic disturbances // *Geophys. Res. Lett.*, 34, L16101, 2007.
11. *Muñoz-Jaramillo, A., N. Sheeley, J. Zhang, and E. DeLuca.* Calibrating 100 Years of Polar Faculae Measurements: Implications for the Evolution of the Heliospheric Magnetic Field // *ApJ*, 753(2), 146, 2012.
12. *Ю.А. Наговицын.* “Синтетический” ряд среднегодовых чисел полярных факелов в 1847–1979 гг. // Статьи и сообщения ГАО АН СССР, 88–95, 1988.

СОЛНЕЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ И АТМОСФЕРНЫЙ ВОДЯНОЙ ПАР

Галкин В.Д., Никанорова И.Н.

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

SOLAR PROTON EVENTS AND ATMOSPHERIC WATER VAPOR

Galkin V.D., Nikanorova I.N.

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

In this paper we analyze the behavior of water vapor in the earth's atmosphere during active processes on the sun. The time interval for the development of these events is established on the basis of microwave radio astronomy observations. It is found that simultaneously with the development of solar events, a decrease in the content of water vapor in the Earth's atmosphere is observed. This phenomenon can be interpreted as the effect of relativistic solar protons on atmospheric water vapor.

Ранее мы рассмотрели вопрос о влиянии событий, связанных с солнечной активностью, таких как флэш-понижения и протонные возмущения, на количество водяного пара в земной атмосфере [1, 2]. В настоящей работе был сохранен использованный ранее подход, т.е. анализируются наземные наблюдения содержания водяного пара в атмосфере в интервалы времени, когда происходят активные процессы, связанные с солнечными вспышками. Моменты времени, ограничивающие эти активные процессы, определяются из микроволновых наблюдений. Мы использовали данные о характеристиках протонных событий в 23-м цикле солнечной активности и данные микроволновых наблюдений Солнца, собранные в статье Cane et al [3] (всего 293 события). В качестве данных о содержании водяного пара в атмосфере мы использовали наблюдения водяного пара в атмосфере, выполненные в Линденберге в 1998–2006 годах с помощью микроволновых радиометров и солнечного спектрофотометра.

Всего удалось собрать материал для 163 протонных событий 23-го цикла солнечной активности. Для каждой даты, включающей событие, строился график изменения содержания водяного пара в течение суток. Этот график давал представление о качестве материала в данный день и позволял характеризовать его надежность. Качество материала оказалось различным, что связано с самыми разнообразными причинами: временем года, погодой, количеством водяного пара в атмосфере и прочее. На первом этапе мы решили использовать весь материал, чтобы убедиться в том, что есть хотя бы какой-то отклик на солнечное событие, т.е. есть ли основания для тщательного исследования. На рис. 1 представлен график изменения содержания водяного пара для одного из дней. Он, с одной стороны, иллюстрирует сложности наблюдений, когда в течение суток сильно меня-

ется качество наблюдательного материала, с другой стороны, то, насколько высоко качество материала, когда условия наблюдений превосходны, в данном случае – во время интересующего нас события (отмечено штрихом). Наблюдения представлены через 10 минутный интервал и отражают уменьшение содержания водяного пара во время события 18 января 2000 г. Максимальная энергия протонов соответствовала 110 mev по спутниковым измерениям во время максимального выделения энергии, которое определялось по данным микроволновых радио наблюдений (см. таблицу).

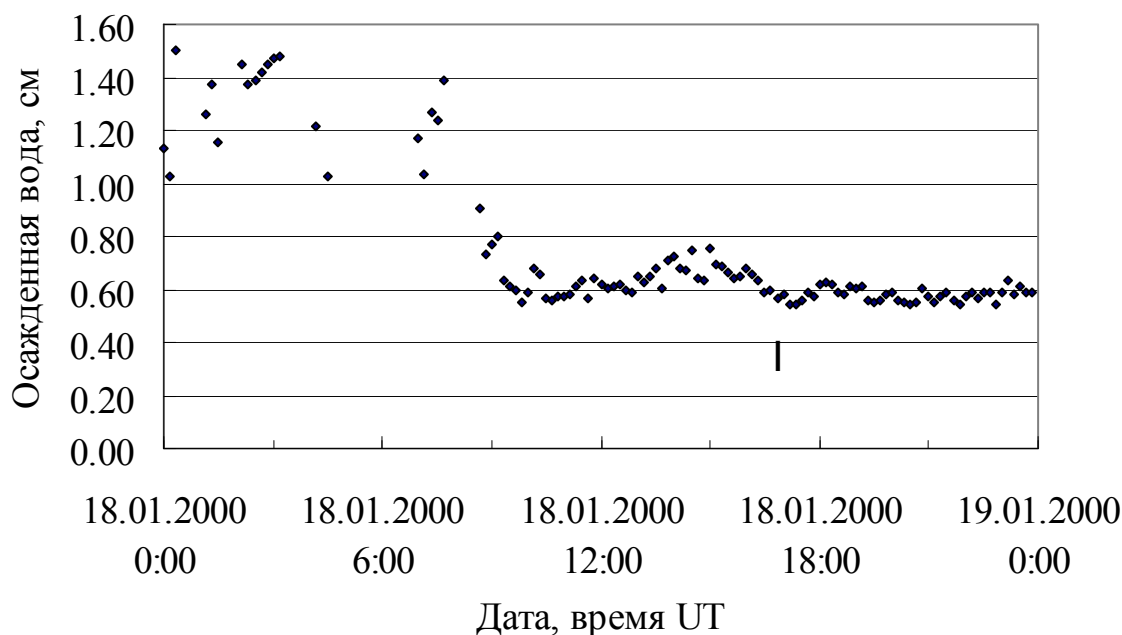


Рис. 1. Содержание водяного пара в атмосфере 18.01.2000 во время солнечного протонного события.

Таблица

Дата	Максимальная энергия протонов, mev (GOES)	Временной интервал активного события
18.01.2000	110	17:10–17:35

Продолжение таблицы

Измерения содержания водяного пара					
Дата	Время до начала активного события	Осажденная вода, см	Время в интервале события	Осажденная вода, см	%
18.01.2000	17:00	0.578	17:10	0.845	5,7

При обработке всего массива данных мы использовали два отсчета содержания водяного пара: один до начала события и другой во время события. Результат (в процентах) записывался в виде отношения отсчетов

содержания водяного пара во время активных событий на Солнце к его содержанию до начала событий.

По такой схеме были просмотрены все доступные события 23-го цикла солнечной активности. В каталоге Cane et all отмечены 266 протонных событий, из них для 163 мы имеем данные по водяному пару в нужный момент времени, для 111 получен положительный результат, т.е. имеет место уменьшение содержания водяного пара во время активного выделения энергии. Для 43 уменьшение содержания водяного пара не наблюдается, однако, учитывая, что средняя ошибка определения содержания водяного пара в разные даты колеблется от 1% до 5%, на рисунке 2 мы привели данные для всех 163 событий.

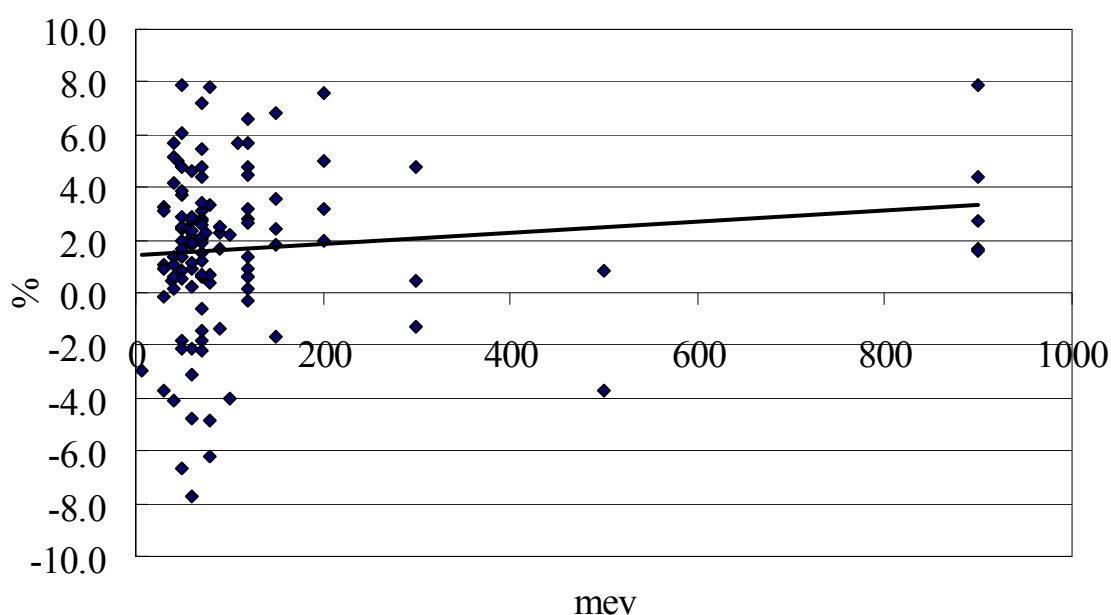


Рис. 2. Распределение результатов изменения (в процентах) содержания водяного пара в атмосфере во время активного выделения энергии в зависимости от характеристики протонного события.

Представленный на рис. 2 результат выглядит весьма неожиданным. Данные свидетельствуют о том, что существует, хотя и небольшое, но измеримое воздействие солнечных событий на атмосферный водяной пар. Данные показывают слабую зависимость от энергии протонов. Источником этого воздействия по времени прибытия могут быть только солнечные релятивистские протоны. Согласно работе [4] только 30% вспышек класса X вызывают релятивистские протоны. Однако существуют и высказывания, что солнечные релятивистские протоны распространены гораздо шире, но не существует инструментальных средств их обнаружения. В случае подтверждения наших выводов, атмосферный водяной пар может стать ценным источником информации о солнечных релятивистских протонах. Поэтому эту проблему следует исследовать более детально.

Литература

1. *Galkin V.D., Nikanorova I.N.* // Geomagnetism and Aeronomy, Vol. 55, Issue 8, 2015, pp. 1175–1179.
2. *Галкин В.Д., Никанорова И.Н.* / Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», СПб, ГАО РАН, 2016, с. 57–60.
3. *H.V. Cane, J.I.G. Richardson, and T.T. von RosenvingeI.* // Journal of Geophysical Research, vol. 115, A08101, doi:10.1029/2009JA014848, 2010.
4. *Podgorny I.M., Podgorny A.I.* Physics of Auroral Phenomena / Proc. XXXVIII Annual Seminar, Apatity, pp. 93–98, 2015.

ДИНАМИКА ТЕЧЕНИЙ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПРИ ЗАРОЖДЕНИИ БИПОЛЯРНОЙ ГРУППЫ ПЯТЕН

Гетлинг А.В.¹, Бучнев А.А.²

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

²*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
Новосибирск*

THE DYNAMICS OF FLOWS AND MAGNETIC FIELDS WHILE A BIPOLAR SUNSPOT GROUP IS BEING CONCEIVED

Getling A.V.¹, Buchnev A.A.²

¹*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
A.Getling@mail.ru*

²*Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics, Novosibirsk, Russia*

The “strategic” aim of this avenue of research is finding the most plausible formation mechanism for active regions and sunspots, and the “tactic” aim is verifying the adequacy of the rising-tube model. The development of active region (AR) 12548 is studied using observations with the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) of the Solar Dynamics Observatory (SDO). The attention is basically given to the very origin and the earliest development stage of the AR.

The leading magnetic polarity originates as an isolated feature in close contact with a trailing-polarity island; later, this island disappears, while the leading polarity is strongly enhanced, which creates the impression of a local polarity reversal. Mixed small-scale updrafts and downdrafts are present between the germs of the two magnetic poles rather than a general upflow. There are no signs of a large-scale spread from the site where the flux-tube-loop apex could emerge, and the pre-existing supergranulation and mesogranulation pattern is preserved. No strong horizontal magnetic field is present between the germs. Therefore, the pattern of AR origin and early development is in sharp contradiction with the expected manifestations of the rising-tube process.

Введение

Для понимания природы солнечной активности важно понять происхождение активных областей (АО) и групп солнечных пятен. Движения плазмы и магнитные поля в ней находятся в тесном взаимодействии, которое подчиняется законам магнитной гидродинамики. Необходимо выяснить, играет ли магнитное поле активную, первичную роль в развитии АО или эта роль принадлежит движению вещества. Популярная модель всплывающей трубки сильного магнитного поля основана на ситуации первого рода, а модели локального МГД-динамо предполагают второй класс ситуаций. В зависимости от того, какой случай имеет место, действующие физические механизмы должны быть существенно различными.

«Стратегическая» цель нашего направления работы – поиск наиболее вероятного механизма формирования АО и пятен, «тактическая» – провер-

ка адекватности модели всплывающей трубки. На данном этапе мы исследуем самый ранний этап развития выбранной АО, основываясь на данных одновременной регистрации течений и магнитных полей. Момент зарождения магнитной биполярности фиксируется с точностью до нескольких минут.

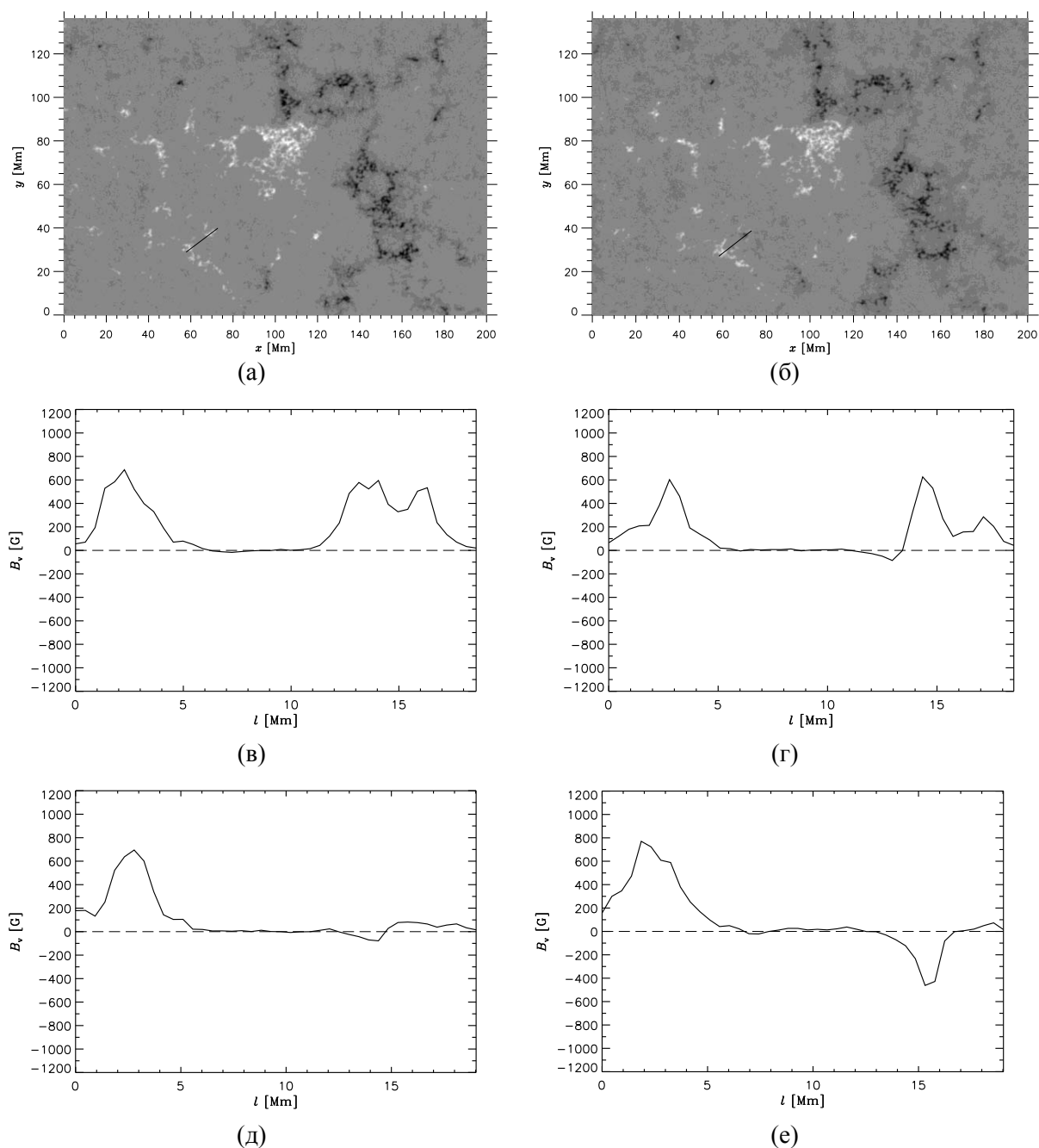


Рис. 1. Вертикальное магнитное поле B_v в АО 12548 на начальном этапе ее развития, 23.05.2016: (а), (б) магнитограммы (обращенного знака: положительным считается поле, направленное вверх) для моментов 20:00 и 22:00 ТАИ; отрезком прямой показана ось растущей биполярной магнитной области; (в)–(е) профили распределения B_v вдоль этой оси для моментов 20:00, 20:48, 21:12, 22:00.

Наблюдения

Эволюция биполярной магнитной структуры в АО 12548 и связанной с ней группы пятен исследовалась по данным инструмента Helioseismic and

Magnetic Imager (HMI) орбитальной Обсерватории солнечной динамики (Solar Dynamics Observatory – SDO), полученным 23–28 мая 2016 г. и имеющимся на сайте Joint Science Operation Center (JSOC). Для изучения выбранной АО использовались данные для фрагментов солнечного диска, представленные в цилиндрической равновеликой проекции Ламберта, в частности (для горизонтальных компонент магнитного вектора), так называемый Spaceweather HMI Active Region Patch (SHARP). Зарождение и основной этап развития группы пятен пришлись на период 23.05.2016 20:00 TAI – 27.05.2016 05:00 TAI длительностью 3 сут 9 ч (81 ч); в это время область находилась недалеко от центра диска Солнца. Размер площадки SHARP составлял 547×372 пикселей размером $0.5''$ дуги ≈ 366 км, или около 200 Мм \times 136 Мм. Для каждого момента времени данные SHARP (полученные с интервалом 12 мин) включают оптическое изображение, полный вектор магнитного поля и доплеровграмму. Для получения поля горизонтальных скоростей использовался улучшенный вариант процедуры локального корреляционного трассирования, и по найденным скоростям строились траектории пробных частиц [1].

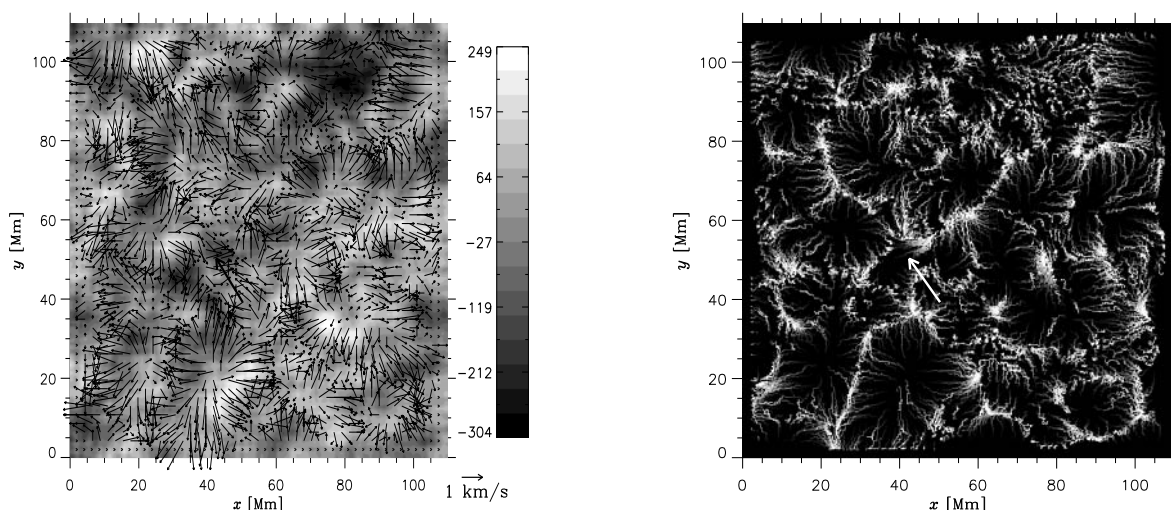


Рис. 2. Поле скоростей в рассматриваемой области: (а) трехмерная картина течения; стрелки – горизонтальная компонента скорости, полученная усреднением мгновенных значений по 20-минутному интервалу со средним временем около 22:00, градации серого – вертикальная компонента; (б) карта дрейфа пробных частиц в течение 4 ч. Жирной стрелкой отмечено положение зародыша головной полярности.

Результаты

Эволюция магнитного поля. Зарождение биполярной магнитной структуры произошло 23.05.2016 между 20:00 и 22:00, когда на фоне слабых, сложным образом распределенных полей хвостовой (положительной) полярности появился маленький магнитный островок головной (отрицательной) полярности (рис. 1а, 1б); первый его признак в виде легкой «тени» на магнитограмме, в тесном контакте с островком хвостовой полярности, был замечен в 20:12. К этому времени еще один небольшой островок

поля хвостовой полярности располагался юго-восточнее на расстоянии, несколько большем 10 Мм. Существовавший ранее первый островок хвостовой полярности в дальнейшем исчез, и на его месте развился островок головной полярности. Поле в островках усиливалось (см. рис. 1в–1е), а сами островки удалялись друг от друга; из них развилась биполярная магнитная область, а затем биполярная группа пятен.

Сравнение магнитных полей с течениями. Сравнение рис. 1б и 2 не выявляет никаких специфических потоков, которые могли бы быть связаны с выходом петли магнитной трубки в месте зарождения биполярной области – нет ни характерного восходящего течения, ни растекания вещества в стороны от этого места. Такие потоки нарушили бы имевшуюся в данной области картину супергрануляционных и мезогрануляционных течений; напротив, рис. 2 показывает, что эта картина не ломается при зарождении биполярной магнитной конфигурации. Кроме того, как видно из рис. 2а, в месте ее развития перемешаны восходящие и нисходящие потоки.

Резюме и выводы

Результаты проведенного исследования процесса зарождения АО 12548 сводятся к следующему:

- Головная магнитная полярность зарождается как изолированное образование, которое вначале находится в тесном контакте с островком хвостовой полярности; в дальнейшем этот островок исчезает, а головная полярность значительно усиливается, что создает впечатление локального обращения полярности.
- Между зародышами двух магнитных полюсов имеются перемешанные мелкомасштабные восходящие и нисходящие потоки, а не общее восходящее течение.
- Нет сильного горизонтального магнитного поля между зародышами полюсов.
- Нет признаков крупномасштабного растекания от того места, где можно было бы ожидать выхода на поверхность вершины трубки.

Сказанное означает, что картина эволюции магнитных полей и течений в исследуемой группе пятен находится в резком противоречии с ожидаемыми последствиями всплытия трубки сильного магнитного поля. Аналогичный отрицательный вывод уже был сделан нами из наблюдений АО 11313, наблюдавшейся 9–10 октября 2011 г., по данным Солнечного оптического телескопа орбитальной обсерватории Хиноде [2, 3]. Интерпретация процесса развития названных АО на основе механизмов усиления магнитного поля *in situ* представляется более перспективной.

Литература

1. Гетлинг А.В., Бучнев А.А. // Астрон. ж., 2010, т. 87, с. 286.
2. Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A. Doubts about the crucial role of the rising-tube mechanism in the formation of sunspot groups // Adv. Space Res., 2015, v. 55, p. 862.
3. Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A. Development of active regions: flows, magnetic-field patterns and bordering effect // Solar Phys., 2016, v. 291, p. 371.

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯРНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

**Голубчина О.А.¹, Коржавин А.Н.¹, Нижельский Н.А.², Жеканис Г.В.²,
Бурсов Н.Н.², Цыбулёв П.Г.²**

¹*Санкт-Петербургский филиал Специальной Астрофизической обсерватории РАН,
Санкт-Петербург, Россия*

²*Специальная Астрофизическая обсерватория РАН, п. Н. Архыз, Россия*

PHYSICAL CHARACTERISTICS OF POLAR CORONAL HOLE AT CENTIMETER RANGE OF WAVELENGTHS

**Golubchina O.A.¹, Korzhavin A.N.¹, Nizhel'Skij N.A.², Zhekanis G.N.²,
Bursov N.N.², Tsybulev P.G.²**

¹*St. Petersburg Branch of Special Astrophysical Observatory, RAN, St. Petersburg, Russia*

²*Special Astrophysical Observatory, RAN, Nizhnij Arkhyz, Russia*

Temperature characteristics of polar coronal hole (CH), received according to observation of the maximal phase of a solar eclipse of March 29, 2006 at radio waves: 1.03 cm, 1.38 cm, 2.7 cm, 6.2 cm, 13.0 cm, and 30.7 cm with radio telescope RATAN-600, are presented in this paper. Distributions of brightness temperatures of polar coronal hole above North Pole of the Sun on distances 1.005–2.0 Rs from the center of an optical solar disk are discussed. Sharp reduction of brightness temperature distributions at wavelengths of 13,0 cm, and 30.7 cm on short distances from the solar limb was found. It testifies the registration polar coronal hole above North Pole of the Sun. The sharp reduction of brightness temperature distributions was not revealed at short radio waves of observation: 1.03 cm, 1.38 cm, and 2.7 cm. The last shows that polar coronal hole is not visible at short centimeter wavelengths.

Coincidence of brightness temperatures of the polar coronal hole (CH) near to solar limb and of low-latitude coronal holes (CHs) on close wavelengths testifies the identity of temperature properties of CH and CHs irrespective of their location on the Sun and, hence, from their organization during a minimum of solar activity.

1. Введение

Корональные дыры (КД) – это, как правило, области пониженной температуры и плотности на поверхности Солнца. Это униполярные области с открытой конфигурацией магнитного поля. В периоды минимальной солнечной активности полярные корональные дыры всегда видны на полюсах Солнца, т.к. в это время преобладает вращательно ориентированная дипольная компонента магнитного поля. В периоды повышенной солнечной активности КД могут существовать на любых широтах Солнца. В сантиметровом диапазоне длин волн КД на фоне спокойного Солнца наблюдаются как области пониженной интенсивности, начиная с длин волн $\lambda > 5-6$ см. Было найдено, что в радиодиапазоне ($\lambda > 5-6$ см) низкоширотные и среднеширотные КД коррелируют с наиболее тёмными участками на поверхности Солнца в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах

(3–60 Å) и с областями повышенной яркости в линии HeI 10830 Å. На коротких волнах сантиметрового излучения КД на поверхности Солнца не видны. Впервые появилась уникальная возможность исследовать свойства полярной корональной дыры над полюсом Солнца в сантиметровом радиоизлучении при наблюдении максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г. на радиотелескопе РАТАН-600 в диапазоне длин волн 1.0, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 см. Максимальная фаза затмения ($\Phi = 0.998$) приходилась на момент 11:17 UT, при этом открытой оставалось ~0.2% оптического диска Солнца. Наблюдения выполнены в режиме «эстафеты» [1] при положении вторичного отражателя в центре круга. Азимут ориентации вторичного отражателя равнялся 240°. Диаграмма направленности антенны (ДНА) радиотелескопа РАТАН-600 является ножевой (табл. 1).

Таблица 1.

λ , см	1.03	1.38	2.7	6.2	13	30.7
($\rho_{\Gamma} \times \rho_{\text{В}}$), угл. мин.	0.4×17.3	0.6×19.3	1.2×19.4	2.6×25.0	5.7×35.8	13.4×84.4

Здесь λ – длина волны наблюдения, ρ_{Γ} – размер горизонтальной ДНА, $\rho_{\text{В}}$ – размер вертикальной ДНА.

Центр ДНА был смещён по высоте относительно центра оптического диска Солнца на +15 угловых минут. При этом в центральную часть ДНА на момент наблюдения максимальной фазы затмения попадала северная полярная область Солнца, в которой расположена корональная дыра.

2. Цель исследования

Основные задачи, которые необходимо было решить:

1. Получить и исследовать распределения яркостных температур полярной области солнечной атмосферы на расстояниях (1.005–2.0) $R_{\text{с}}$ от центра оптического диска Солнца с интервалами, равными сотым долям радиуса Солнца ($R_{\text{с}}$ – радиус оптического диска Солнца) в диапазоне см-длин волн: 1.0, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 см.

2. Выполнить сравнение найденных температурных характеристик КД над северным полюсом Солнца в точках, ближайших к лимбу Солнца (29.03.2006 г., РАТАН-600) с температурными характеристиками крупных низкоширотных и среднеширотных КД, наблюдавшихся в штатном режиме на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 ранее в период минимальной солнечной активности (1973–1976 гг., 1984–1987 гг.).

Для решения этих задач необходимо было выполнить следующие основные процедуры:

1. Рассчитать координаты оптических центров Луны и Солнца на заданные моменты времени. Задать модели Солнца и Луны в виде систем концентрических колец с равномерным распределением яркости внутри

кольца в рамках угловой симметрии (одномерные массивы радиусов и соответствующих им яркостных температур). Для Луны: $R_L(1), R_L(2), \dots, R_L(N), T_{bL}(1), T_{bL}(2), \dots, T_{bL}(N)$; для Солнца: $R_C(1), R_C(2), \dots, R_C(N), T_{bC}(1), \dots, T_{bC}(N)$, (N – номер кольца).

2. Определить яркостные температуры (рис. 1) путем расчета вкладов Солнца и Луны в наблюдаемый поток радиоизлучения на каждый момент времени с учётом вертикальной диаграммы направленности антенны. Эта процедура включает в себя описание вертикальной диаграммы направленности антенны и анализ видимости Луны или Солнца текущими точками вертикальной диаграммы направленности антенны.

3. Вычислить антенные температуры с учётом переоблучения главного зеркала антенны при наблюдении методом «эстафеты» и с использованием уравнения антенного сглаживания горизонтальной ДНА.

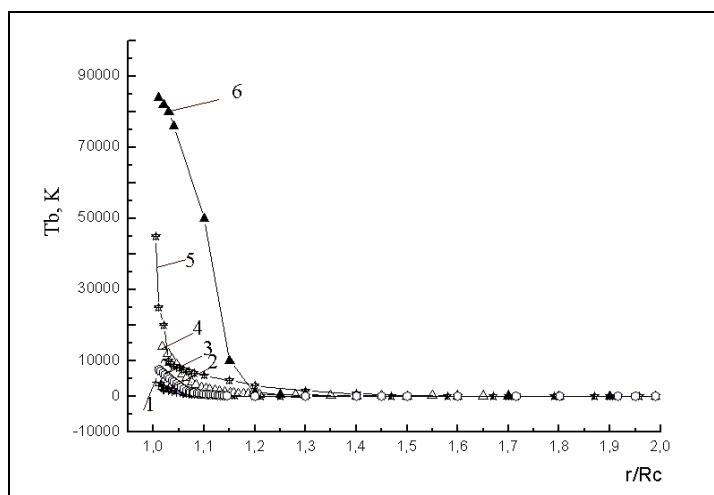


Рис. 1. Распределение яркостной температуры (T_b) с расстоянием от центра оптического диска Солнца (r/R_c) в полярной корональной области над северным полюсом Солнца на волнах: 1 – 1.03 см; 2 – 1.38 см, 3 – 2.7 см, 4 – 6 см, 5 – 13 см, 6 – 30.7 см.

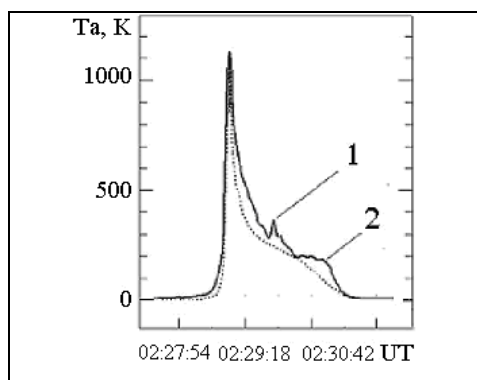


Рис. 2. Модельные (пунктирные линии) и реальные (сплошные линии) распределения антенных температур Солнца и Луны на волне 2.7 см при прохождении Солнца и Луны через ДНА РАТАН-600 во время максимальной фазы затмения 29.03.2006 г. (1 – протуберанец; 2 – восходящая группа пятен).

Степень совпадения промоделированных распределений антенной температуры по Солнцу и Луне с реальной записью радиоизлучения Солнца и Луны во время наблюдения максимальной фазы солнечного затмения является оценкой качества модели (рис. 2).

Полученные яркостные температуры полярной КД (29.03.06 г., РАТАН-600) [2–4], сравнивались с температурными характеристиками спокойного Солнца и низкоширотных корональных дыр на фоне спокой-

ного Солнца, найденными из более ранних наблюдений в штатном режиме наблюдений на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 в период минимальной солнечной активности (1973–1976 гг., 1984–1987 гг.) [5, 6] (табл. 2).

Таблица 2.

СН (1)		S (1)	СН(2)		
$\lambda^{(1)}$ (см)	$T_b, 10^3$ К	$T_b, 10^3$ К	$\lambda^{(2)}$ (см)	$T_b, 10^3$ К	r/Rc
6	19.6	24.7	6.2	14	1.017
15	39	63	13	45	1.005
31.6	86	174	30.7	84	1.01

Яркостные температуры спокойного Солнца (S1), средние полуэмпирические данные низкоширотных корональных дыр (СН1) на фоне спокойного Солнца и полярной корональной дыры (СН2) на близких длинах волн. Здесь $\lambda^{(1)}$ – данные работы [5, 6]; $\lambda^{(2)}$ – результаты наблюдения солнечного затмения от 29 марта 2006 на РАТАН-600 [2–4], r/Rc – расстояние от центра Солнца в долях солнечного радиуса (Rc) до самых близких точек к солнечному лимбу в период наблюдения максимальной фазы солнечного затмения.

3. Выводы

1. Впервые на сантиметровых волнах: 1.03 см, 1.38 см, 2.7 см, 6.2 см, 13.0 см, 30.7 см на расстоянии (1.005–2.0) Rc от центра оптического диска Солнца найдено распределение яркостных температур в полярной корональной дыре, расположенной над северным полюсом Солнца .

2. Обнаружено резкое уменьшение яркостной температуры на волнах $\lambda = 13.0$ см и 30.7 вблизи лимба Солнца. На волне $\lambda = 13.0$ на интервале расстояний (1.005–1.03) Rc: $T_b = 45 \times 10^3$, К; (r/Rc) = 1.005 and $T_b = 10^4$, К; (r/Rc) = 1.03;

Это подтверждает действительную регистрацию полярной корональной дыры над Северным полюсом Солнца.

3. На коротких длинах волн: 1.03, 1.38, 2.7 см резкого уменьшения яркостной температуры не зафиксировано, то есть полярная корональная дыра на коротких сантиметровых длинах волн не видна.

4. Совпадение яркостных температур полярной корональной дыры и низкоширотных корональных дыр на близких сантиметровых длинах волн свидетельствует об идентичности температурных свойств СН и СНs независимо от их местоположения на Солнце и, следовательно, от их организации в период минимума солнечной активности.

Литература

1. О.А. Голубчина, Г.С. Голубчин // Известия САО, **14**, 125 (1981).
2. О.А. Голубчина, А.Н. Коржавин и др. // Astrophys.Bull. **66**, 524 (2011).
3. О.А. Голубчина, А.Н. Коржавин и др. // Astrophys.Bull. **68**, 232 (2013a).
4. О.А. Golubchina, A.N. Korzhavin // Geomagnetism and Aeronomy, **53**, No.8 (2013b).
5. В.Н. Боровик, М.Ш. Курбанов, М.А. Лифшиц, Б.И. Рябов // АЖ, **67**, 1038 (1990).
6. V.N. Borovik // Lect. Notes Phys., **432**, 185 (1994).

ФИЗИЧЕСКИЕ И МГД ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПОТОКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ПЛАНЕТАРНОМ МАГНИТОСЛОЕ

Гриб С.А.

*ГАО РАН, Пулковское, Санкт-Петербург, Россия
sagrib@10548.spb.edu*

THE PHYSICAL AND THE MHD FEATURES OF THE SOLAR WIND FLOW INSIDE THE PLANETARY MAGNETOSHEATH

Grib S.A.

Central (Pulkovo) Astronomical observatory, Saint-Petersburg, Russia

The change of different features of the solar wind across the bow shock wave in the magnetosheath is considered. Using the solar wind data the refraction of solar wind shock waves and a tangential discontinuity in the magnetosheath is investigated. It is shown that the plasma inhomogeneity with the density plateau may exist for the solar wind rotational discontinuity and the reverse shock wave may appear in the result of the breaking of the secondary MHD wave reflected from the magnetopause.

В настоящее время благодаря наличию множества космических данных, говорящих о магнитогидродинамических (МГД) сильных разрывах в короне Солнца и в потоке солнечного ветра, построены различного типа модели образования МГД ударных волн в бесстолкновительной плазме солнечного ветра. Например, они возникают в сопровождении внезапного выброса корональной плазмы и при догонном взаимодействии ускоренного потока солнечного ветра со стационарным потоком, постоянно выходящим из короны Солнца (рис. 1, а, б).

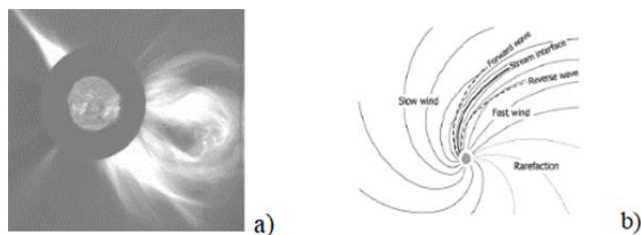


Рис. 1. Возникновение солнечных ударных волн в короне (а) и в солнечном ветре (б)

Известно, что солнечные ударные волны вызывают возмущение магнитосферы Земли и являются причиной внезапного начала геомагнитной бури. Возмущение такого же типа вызывает стационарный тангенциальный разрыв (ТР), переносимый солнечным ветром и сопровождаемый скачком плотности плазмы при переходе через разрыв и отсутствием компоненты межпланетного магнитного поля (ММП), нормальной к поверхности разрыва.

1. Постановка задачи

Задача, представляющая реальный физический смысл, может быть сформулирована следующим образом. Предполагается, что по стационарному потоку солнечного ветра со скоростью, зависящей от расстояния и от времени, распространяется солнечная быстрая ударная волна или переносится потоком космической плазмы структура с постоянным полным давлением (pbs). При этом плазменная структура обычно ограничивается передним и задним МГД ТР и, в то же время, считается, что контактные разрывы, возникающие при распаде произвольного разрыва в присутствии наклонного ММП, быстро исчезают из-за диффузии, происходящей перпендикулярно разрыву. Возникает вопрос: какие МГД неоднородные структуры возникнут в магнитослое за головной ударной волной под влиянием указанных возмущений солнечного ветра перед магнитосферой Земли?

Применяем систему МГД дифференциальных уравнений с использованием пяти интегральных инвариантов [1] в характеристическом виде для пяти неизвестных: плотности ρ , переменных годографа скорости V и δ , индукции магнитного поля $B=H$, газокINETического давления P :

$$I_{1,2} = \delta \pm \int_{v^*}^v \frac{\sqrt{(V^2 - a^2)(\alpha(V^2 - a^2) + a^2)} dV}{a^2 \sqrt{1 - \alpha}} = const -$$

вдоль характеристик, направленных под углами $\pm \mu$ к линии тока;

$$I_3 = \frac{H}{\rho V} = const = C_1 - \text{всюду в области течения}; \quad (1)$$

$$I_4 = \frac{P}{\rho^\gamma} = const = C - \text{вдоль линий тока};$$

$$I_5 = C_2 - \text{интеграл Бернулли вдоль линии тока.}$$

Интегральные инварианты дают возможность описывать непрерывное течение вне разрывов, ударные же волны и волны разрежения описываем МГД соотношениями, выражающими законы сохранения, вместе с условиями существования ТР [2]. Решая задачу о распаде произвольного разрыва при взаимодействии ТР (с ростом плотности на нём) с головным фронтом, получаем величину эффективного числа Маха для быстрой МГД ударной волны, возникающей в магнитослое, большую 1 ($M_e = 3.5$ для ТР со скачком плотности в солнечном ветре, равным 3), и для ТР с уменьшением плотности – плавное понижение величин параметров плазмы в магнитослое на быстрой волне разрежения. Затем в первом случае быстрая ударная волна отразится от магнитопаузы как быстрая волна разрежения и преломится внутрь магнитосферы в виде слабой быстрой ударной волны сжатия. Во втором случае в магнитосферу проникнет быстрая волна разрежения.

Параметры потока за набегающей волной солнечного ветра и за головной ударной волной для быстрых S_+ и медленных ударных волн S_- берутся из экспериментальных данных. Для фронта ударной волны считаем

выполненными магнитогидродинамические уравнения Рэнкина-Гюгонио. Тогда параметры потока за набегающей волной солнечного ветра и за головной ударной волной могут быть найдены по методу и формулам, приведённым в [1, 2]. Для быстрых S_+ и медленных ударных волн S_- имеем:

$$\begin{aligned} S_+ : \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_+, \quad \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \varphi_+ \text{sign } h, \\ S_- : \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_-, \quad \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \varphi_- \text{sign } h, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{где } f_{\pm} = \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} z V_{a1}, \quad \varphi_{\pm} = \left| \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} V_{a1} \right|, \quad h_i = \frac{B_{yi}}{B_x},$$

$$z = \frac{P_2 - P_1}{h_2 - h_1} + \frac{1}{2}(h_2 + h_1),$$

U, V – компоненты вектора скорости. Верхний знак в формулах соответствует волне, идущей вверх, нижний – вниз по потоку. Для быстрой (R_+) или медленной (R_-) волны разрежения будем иметь другие соотношения с непрерывными функциями [2].

Так для быстрой МГД волны разрежения имеем:

$$R_+ : U_2 - U_1 = \mp \psi_+, \quad (3)$$

$$\psi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_1}^{P_2} \left(\frac{P}{\rho_1} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} q_{\pm}^{\frac{1}{2}} dP, \quad \chi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_1}^{P_2} \left(\frac{P}{\rho_1} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \left(\frac{1 - q_{\pm}}{1 - P q_{\pm}} \right)^{\frac{1}{2}} dP,$$

где γ – показатель политропы, R_+ – быстрая волна разрежения, R_- – медленная, q_{\pm} – решение дифференциального уравнения:

$$\frac{dP}{dq} + \frac{\theta P}{1 - q} \frac{\theta}{q^2(1 - q)} = 0, \quad \theta = \frac{\gamma}{z - \gamma}. \quad (4)$$

2. Метод решения

Сильные разрывы описываются соотношениями динамической совместности Рэнкина-Гюгонио. В тоже время плазменные области, описываемые непрерывными параметрами, будем описывать интегральными инвариантами (1). Столкновение же сильных разрывов (ударные волны, ТР и вращательные разрывы) солнечного ветра будет рассматриваться как распад произвольного разрыва в присутствии поперечного ММП, и решение задачи о распаде произвольного разрыва (задача Римана-Кочина) находится численно методом пробного расчёта с учётом условий эволюционности.

В магнитослое возникают вторичные МГД волны, отнимающие часть энергии от приходящих ударных волн солнечного ветра и выравнивающие параметры стационарного потока плазмы в магнитослое (рис. 2).

Быстрая волна разрежения, возникающая в магнитослое, приближенно описывается обобщенным решением Римана [3] и формулами (3)–(4).

Она отразится от тыла головной ударной волны в виде прямой быстрой волны разрежения, которая, в свою очередь, воздействует на магнито-

при падении плоского фронта вращательного разрыва, движущегося от Солнца по потоку солнечного ветра, в котором плазмод [6] мог отсутствовать. При этом используется решение задачи Римана-Кочина.

Обобщая результаты наблюдений и численного моделирования, можно построить общую схему плато по плотности, $\rho \uparrow$, $P_b \downarrow$ (рис. 3).

Плотность протонов возрастает, величина магнитного поля уменьшается, границы – медленные ударные волны.

3. Оценка возможности возникновения вторичной обратной ударной волны в магнитослое

Закон движения магнитопаузы в неподвижной системе координат приближенно можно выразить в виде:

$$r = (u - c_2)t + (c_1 + c_2)t \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^{c_1(c_1+c_2)} - c_1 \Delta t, \text{ где } \Delta t = t_2 - t_1. \quad (5)$$

Ищется огибающая семейства характеристик МГД уравнений как предельная линия, на которой нарушается изэнтропичность и образуется сильный разрыв. Пользуемся классическим аналитическим методом с использованием инвариантов Римана [2].

При этом неравенство, выражающее необходимое условие для опрокидывания отражённой волны сжатия можно записать как

$$\delta - |x_{min}| + U(\Delta t + t_{min}) \geq U_1(t_1 + \Delta t + t_{min}). \quad (6)$$

Здесь $\delta = 3,05R_E$ – первоначальная ширина магнитослоя; U – скорость потока в окрестности магнитопаузы; U_1 – скорость смещения фронта носовой ударной волны по направлению к Земле; Δt – время сжатия магнитосферы; t_1 – время пересечения нестационарной ударной волной магнитослоя. Неравенство (6) не выполняется в случае взаимодействия неударной отражённой волны сжатия с тылом носовой ударной волны.

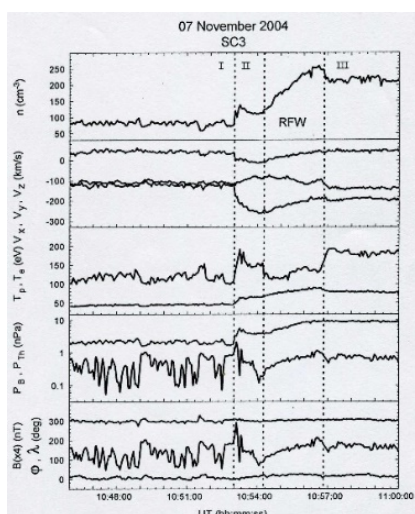


Рис. 4. Поведение плотности, скорости, температуры, величины магнитного давления и ММП по данным аппарата Cluster SC3.

На рис. 4 приводится вторичная обратная быстрая волна сжатия в магнитослое по данным Кластера [9] 07 ноября 2004 года.

4. Основные результаты

1. Солнечные быстрые ударные волны и ТР с увеличением плотности плазмы при переходе через разрыв вызывают появление вторичных волн различного типа внутри магнитослоя.

2. Вторичные волны могут вызывать экспериментально наблюдаемое движение фронта ГУВ в направлении Солнца.

3. Доказана возможность опрокидывания обратной быстрой МГД волны сжатия с образованием обратной ударной волны в магнитослое перед магнитосферой Земли.

4. Неоднородность плазмы по плотности типа диамагнитного плазмоида или плато возникает в магнитослое при падении солнечного вращательного разрыва на систему головная ударная волна-магнитосфера Земли.

Литература

1. *Grib S.A., Koutchmy S., Sazonova V.N.* Solar Physics, 1996, 168. pp. 151–166.
2. *Куликовский Г.А., Любимов А.* Магнитная гидродинамика. – М.: Логос, 2005.
3. *Zhuang H.C. et al.* Journ. Geophys Res., 1981, 86, 5590.
4. *Гриб С.А.* Письма в Астр. Журнал, 2011, т.37, 12, с. 955–960.
5. *Grib S.A., Pushkar E.A, Leora S.N.* Geomagn. and Aeronomy, 2016, v. 56, № 7, pp. 45–49.
6. *Еселевич М.В., Еселевич В.Г.* Косм. Исслед., 2007, 45, № 3, с. 201–210.
7. *Karlsson T. et al.* Journ. Geophys. Res., 2015, 120, pp. 7390–7403.
8. *Karlsson T. et al.* Plan.Space Sci., 2016, 129, pp. 61–73.
9. *Pallochia G.* Journ. Geophys. Res., 2013, 118, pp. 331–339.

ТОКИ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ: СОБЫТИЯ С РЕГИСТРАЦИЕЙ СОЛНЦЕТРАСЕНИЯ

Григорьева И.Ю.¹, Мышьяков И.И.², Лившиц М.А.³

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

²Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск

³Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва

CURRENTS IN ACTIVE REGIONS: EVENTS WITH THE REGISTRATION OF THE SUNQUAKE

Grigoryeva I.Yu.¹, Myshyakov I.I.², Livshits M.A.³

¹Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, Saint-Petersburg

²Institute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Branch of RAS, Irkutsk

³Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Troitsk, Moscow

The study considers flare events occurring in active regions of a large area with the registration of sunquake (SQ). The effect on the dense layers of the chromosphere of a particle accelerated beam or a hot plasma is the manifestation of a powerful impulsed energy release. The signal recorded on the Dopplergram in the case of powerful SQ can clearly indicate the onset of a rapid contact flare. The example of the event of September 26, 2011 shows the evolution of vertical currents J_z , during the flare M4.0 of the moderate GOES class with the hard X-ray impulse. The study of this case in addition to the event M5.7 on May 10, 2012 with SQ and a qualitative examination of the other 20 powerful SQ shows that the change in positive and negative currents at the photosphere level near the neutral line (NL) of the local magnetic field occur in the region, adjacent to the main core of the flare. This follows, for example, from the fact that the corresponding small sigmoid is observed in many cases by magnetic data. The paper discusses a possible explanation of the violation of compensation of forward and reverse currents in the MHD-configuration and a sharp development of instability of the current (rope) above NL in the region of strong magnetic fields, consistent with the idea of current unbalance expounded recently by Liu et al. (Y. Liu, et al., ApJ Lett, 846: L6 (6pp), 2017 September 1). Questions related to the localization of the base of the active region on the surface of the photosphere and the role of the amplitude of the current J_z are also indicated.

Обычно для групп пятен с площадью под 1000 м.д.п. и выше наличие мощного центра активности предрасполагает к сериям вспышек высоких GOES баллов. В таких центрах активных областей (АО) могут возникать явления солнцетрясения, обнаруженные Косовичевым и Жарковой по наблюдениям в 1996 году [1]. Эти SQ, видимые на поверхности фотосферы, в мощных эруптивных процессах, в частности, связаны с импульсным воздействием ускоренных частиц или горячей плазмы, а также с формированием и выбросом плазменного жгута с током. Таким образом, регистрируемый от них сигнал на доплерограмме в случаях мощных SQ (когда

время и место его практически совпадают источником HXR-излучения) может однозначно свидетельствовать о начале быстрой контактной вспышки – мощном импульсном выделении энергии на Солнце.

В этой работе для события 10 мая 2012 года мы сделали акцент на исследовании эволюции системы токов и показали, что в фотосфере Солнца абсолютная величина вертикальных токов (J_z) по обе стороны от нейтральной линии (NL) локального магнитного поля увеличилась непосредственно перед импульсом, а затем вернулась к прежнему значению. Ранее такой эффект отмечали Шарыкин и Косовичев [2] во всей АО. Однако в нашем случае он выявлен лишь в небольшой области, предположительно отождествляемой с местом первичного импульсного выделения энергии, то есть вблизи самого сигмоида [3]. Также по построенным нами картам распределения плотности вертикального тока видно, что слабые события возникают над NL поля в местах сближения J_z .

Из анализа всего доступного наблюдательного материала следует отметить, что значительное число слабых событий с измеримым жестким рентгеновским (т.е. $E > 25$ кэВ) излучением возникают во время фазы спада мягкого рентгеновского излучения от предшествующих мощных вспышек.

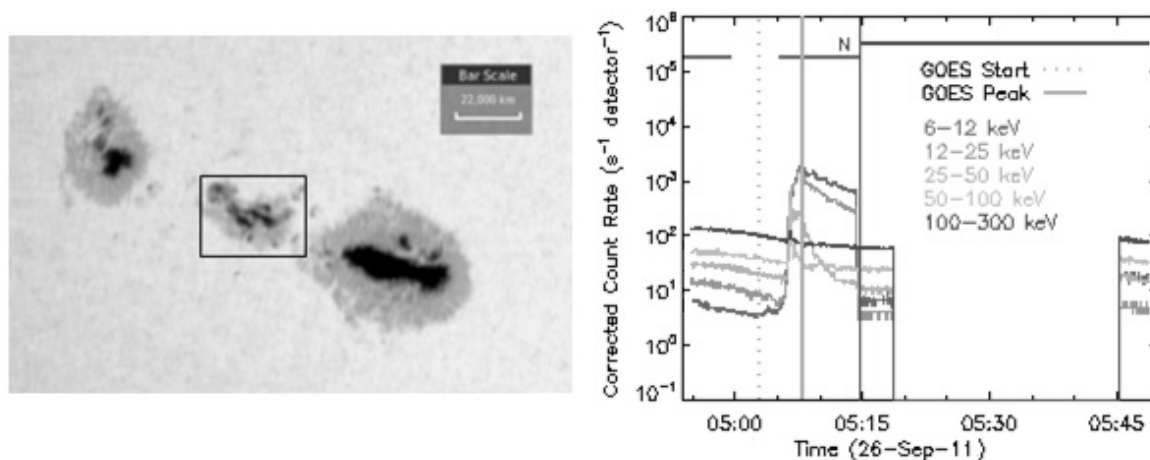


Рис. 1. Слева фон: изображение АО 11302 26 мая 2012 года в линии 4500 \AA по данным SDO_AIA на момент времени 05:00UT, черным прямоугольником помечен центр активности, в котором производились расчеты тока J_z в течение вспышки M4.0. В верхнем правом углу указан масштаб АО, белый отрезок соответствует 22000 км на фотосфере. Справа: кривые скорости счета рентгеновского излучения в каналах от $E = 6-12$ кэВ до $E = 100-300$ кэВ по данным RHESSI для исследуемого события, соответственно. Пунктирная и сплошная вертикальные серые линии соответствуют началу и максимуму рентгеновского излучения по данным GOES. Шкала внизу: время в UT в чч:мм, соответственно.

Здесь мы дополнительно проанализировали событие в другой АО NOAA 11302 26 сентября 2011 года, которая за время своего существования на диске оказалась самой вспышечно-активной и показала сильную

связь друг с другом явлений в трех своих центрах активности (узлах) с пятнами, как это отмечено в работе Шаховской [4]. В этот день была зарегистрирована вспышка балла M4.0 по GOES с жестким импульсом (см. рисунок 1) по данным орбитальных рентгеновских телескопов, в том числе

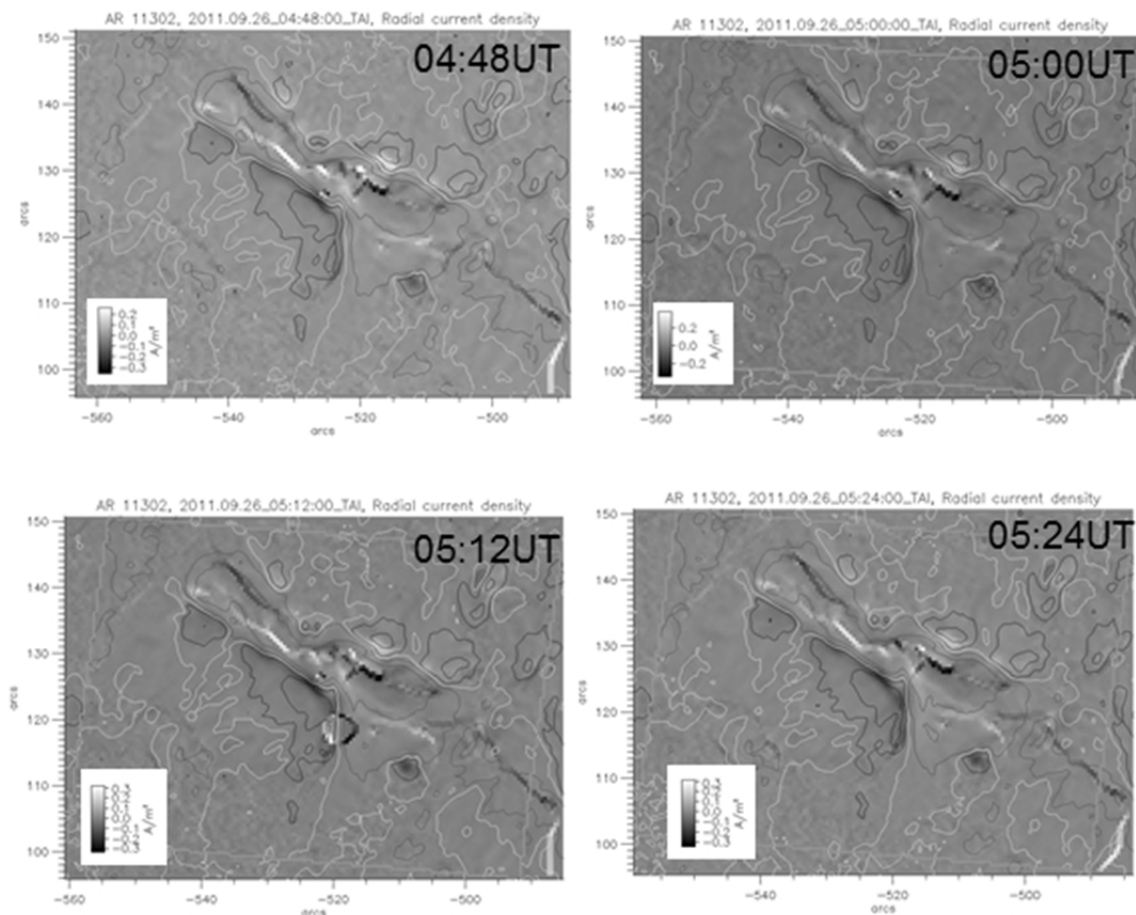


Рис. 2. Фон – карты распределения плотности вертикальных токов J_z , рассчитанных по полному вектору магнитного поля по данным SDO_HMI 26 сентября 2011 г. на время до и после вспышки M4.0 в 05:06UT, соответственно. В левом нижнем углу указана баром (в градации темное\светлое) амплитуда изменений значения $(+J_z/-J_z)$ [A/m²] прямого и обратного токов на моменты 04:48UT, 05:00UT, 05:12UT и 05:24UT. Контур – HMI_LOS компоненты фотосферного магнитного поля на уровнях ± 300 Гс и ± 1000 Гс («+» светлые, «-» темные), белый контур – NL-линия. Прямые светлые линии ограничивают участок, в котором рассчитывался полный ток для каждой компоненты поля отдельно. Шкалы: расстояние от центра диска в угловых секундах.

Suzaku и RHESSI с максимумом в 05:07:58 UT и координатами X, Y [-519", 116"], относящимися к центру АО. По построенным картам плотности вертикального тока для этого события видно изменение распределения величины J_z до и после вспышки вблизи центра активности (см. рисунок 2), что подтверждает результат, полученный в исследовании события 10 мая 2012 года. Светлые прямые линии поверх фона соответствуют области, выделенной прямоугольником на рисунке 1 слева.

Изучение наших случаев с SQ и качественное рассмотрение других 20 мощных SQ показывает, что изменение положительных и отрицательных токов на уровне фотосферы вблизи NL локального магнитного поля происходят в области, примыкающей к основному ядру вспышки. Это следует, например, из того, что соответствующий небольшой сигмоид наблюдается во многих случаях по магнитным данным. Эти результаты легче объяснить в рамках такой качественной картины, когда понятие магнитосферы АО вводится с охватом корональной конденсации в целом. Обычно, вся МГД-конфигурация стремится к случаю, когда прямой и обратный ток скомпенсированы. Если по некоторым причинам это нарушается, то в некоторой точке в области сильных магнитных полей резко развивается неустойчивость тока (жгута) над NL. Это происходит на высотах в несколько тысяч км, то есть в верхней хромосфере. Одной из причин такого нарушения может быть всплытие нового магнитного поля в некоторой точке АО. Такая картина о разбалансировке токов, в общем, согласуется с предложенным недавно представлением в работе Liu [5]. Однако трудности состоят, во-первых, в выборе конкретной области для основания этой магнитосферы. Кроме того, результаты нашего исследования события с SQ 26 сентября 2011 г. демонстрируют изменение самой амплитуды тока J_z , что подтверждает полученное в событии 10 мая 2012 года. Разумеется, подтверждение используемой нами картины и рассмотрение конкретного вида неустойчивости заслуживают дальнейшего исследования.

Авторы благодарят Ю.Т. Цапа (КрАО РАН) и Г.В. Руденко (ИСЗФ СО РАН) за содействие в выполнении этого исследования. Все данные, которые упомянуты и использованы в этой работе (GOES, Suzaku, RHESSI, SDO_AIA и SDO_HMI), находятся в открытом доступе.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН 2017 года.

Литература:

1. *Kosvchev, A.G., Zharkova, V.V.*, Nature, 393, p. 317 (1998).
2. *I.N. Sharykin, A.G. Kosovichev*, ApJ, 808(1), article id. 72, 9 pp. (2015).
3. *М.А. Ливиниц, И.Ю. Григорьева, И.И. Мышьяков и др.*, АЖ, 60(10) с. 841–850 (2016).
4. *Шаховская А.Н.*, Изв. Крымской астрофиз. Обс., том 112, № 2, с. 67, (2016).
5. *Y. Liu, X. Sun, T. Török et al.*, ApJ Lett, 846:L6 (6 pp), September 1 (2017).

МОДЕРНИЗАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ УПРАВЛЯЮЩИХ ПАРАМЕТРОВ В МЕЖДУНАРОДНОЙ МОДЕЛИ ИОНОСФЕРЫ И ПЛАЗМОСФЕРЫ ПОСЛЕ РЕВИЗИИ РЯДА ЧИСЕЛ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Гуляева Т.Л.

ИЗМИРАН, г. о. Троицк, Москва, 108480, Россия

MODERNIZATION OF SOLAR ACTIVITY DRIVERS OF THE INTERNATIONAL REFERENCE IONOSPHERE AND PLASMASPHERE MODEL AFTER REVISION OF SUNSPOT NUMBER TIME SERIES

Gulyaeva T.L.

IZMIRAN, Troitsk, Moscow, 108480, Russia

E-mail: gulyaeva@izmiran.ru

The newly revised sunspot number, SSN2, since July 1, 2015 [1] presents a potential source of increased errors of the ionospheric models [2] which were built using the predecessor SSN1 index. In order to adapt the International Reference Ionosphere and Plasmasphere (IRI-Plas) model to re-calibration of the sunspot numbers, eight new options of the solar and ionospheric proxies of solar activity are incorporated into the IRI-Plas code for a period from 1948 to 2017 [3]: (1) the basic time series of sunspot number, SSN1; (2) renewed time series of sunspot number, SSN2; (3) the solar radio flux F10.7; (4) composite Magnesium II core-to-wing Mg II doublet (h and k ions of 279.56 and 280.27 nm); (5) the composite Lyman- α time series based on measurements from multiple instruments and models to construct a long time series history of the bright solar H I 121.6 nm emission; (6) the ionosphere total electron content TEC-noon based index; (7) global electron content in the ionosphere and plasmasphere, GEC; (8) the effective global ionospheric index IG, derived from foF2 critical frequency measured by the ionosonde network. The updated IRI-Plas model with the above solar and ionospheric proxy indices are provided at <http://ftp.izmiran.ru/pub/izmiran/SPIM/> and <http://www.ionolab.org/>.

Источником ионизации и диссоциации компонент верхней атмосферы, образующих ионосферу, служит электромагнитное излучение Солнца в ультрафиолетовой (УФ) части спектра от 5 до 400 нм. В связи с недавней ре-калибровкой рядов числа солнечных пятен [1] возникла необходимость переоценки солнечных и ионосферных индексов в ионосферных моделях [2]. Прямое использование нового ряда SSN2 приводит к увеличению погрешностей модельных расчетов и прогнозов, так как ионосферные модели построены на основе предыдущего ряда SSN1.

С целью адаптации Международной справочной модели ионосферы и плазмосферы, IRI-Plas, к ре-калибровке рядов числа солнечных пятен в нее введены восемь опций солнечных и ионосферных эквивалентов солнечной активности (СА) за период 1948–2017 гг. и прогноз на 2018–2019 гг. [3]:

(1) базовый ряд числа солнечных пятен SSN1; (2) обновленный ряд числа солнечных пятен SSN2; (3) поток солнечного радиоизлучения на волне 10.7 см, F10.7; (4) отношение MgII ядра к крылу ионов магния h и k в линиях 279.56 и 280.27 нм; (5) показатель эмиссии водорода в линии 121.6 нм Lyman- α ; (6) ионосферное полное электронное содержание TEC; (7) глобальное электронное содержание в ионосфере и плазмосфере GEC; (8) эффективный ионосферный индекс IG по измерениям критической частоты f_oF2 сетью ионозондов.

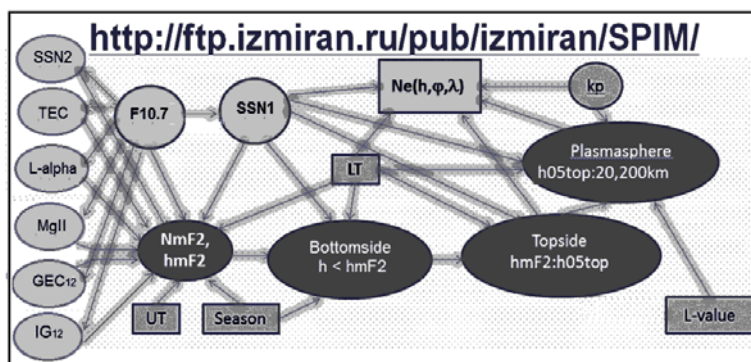


Рис. 1.

На рис. 1 представлена блок-схема модели IRI-Plas с указанием перечисленных эквивалентов CA на входе в систему. Управляющие параметры CA используются в модели для расчета параметров максимума ионизации (максимальной плотности электронов NmF2, пропорциональной f_oF2 , и высоты максимума, hmF2) по картам [4]. На их основе рассчитывается высотный профиль электронной плотности $Ne(h, \varphi, \lambda)$ в зависимости от высоты h и заданных координат на Земле (широты φ и долготы λ) ниже максимума ионизации (bottomside), во внешней ионосфере (topsaide) и плазмосфере. Поток солнечного радиоизлучения (индекс F10.7) вводится в модель IRI-Plas во всех вариантах ввода, либо индивидуально, либо совместно с любым из остальных индексов CA. Все индексы сглажены 12-месячным фильтром (по предыдущим 6 месяцам и последующим 6 месяцам) для каждого месяца в 1948–2017 гг., включая их прогноз на 2018–2019 гг. Все указанные индексы CA, кроме F10.7, масштабированы к уровню SSN1, на который настроены исходные численные карты параметров максимума слоя F2 [4]. В частности, обновленный ряд солнечных пятен приводится к уровню базового индекса по формуле [2]:

$$SSN1_{12} = 0.7 \times SSN2_{12} . \quad (1)$$

Масштабирующие коэффициенты для остальных индексов CA выведены на основе их регрессионных соотношений с SSN1 [3].

12-месячное сглаживание индексов CA, центрированное на каждый месяц, заканчивается за 6 месяцев до текущего времени, что приводит к

необходимости прогноза указанных индексов на 6 месяцев вперед для модельных расчетов при мониторинге состояния ионосферы в реальном времени, либо на большой срок для прогноза на будущее. Обойти этот недостаток позволяет использование краткосрочных эффективных эквивалентов СА [5–6], основанных на ежедневных измерениях исходных индексов. Прежде чем применить эти краткосрочные эквиваленты СА в ионосферной модели, необходимо иметь индекс СА за каждый текущий день.

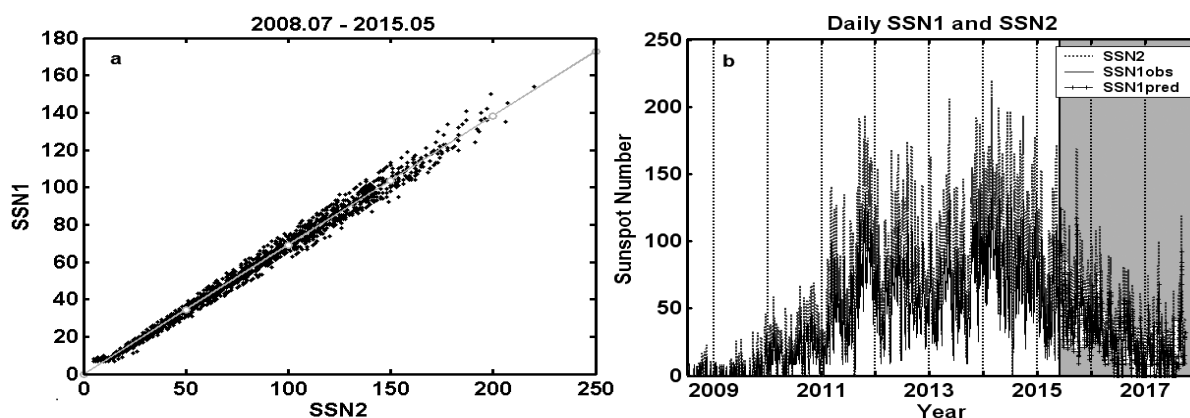


Рис. 2.

Начиная с июля 2015 г., базовый ежедневный индекс СА SSN1 более не производится (рис. 2b, затемненная часть), а вместо него производится индекс SSN2 (<http://www.sidc.be/silso/datafiles>). Определим суточное значение базового индекса SSN1 из регрессионного соотношения (2) между ежедневными значениями $SSN1_d$ и $SSN2_d$ по измерениям с июля 2008 г. по май 2015 г. (рис. 2a) в солнечных циклах SC23 и SC24:

$$SSN1_d = \begin{cases} 0.6925 \times SSN2_d - 0.2452 & \text{at } SSN2_d > 0 \\ 0 & \text{at } SSN2_d = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Расчет индекса $SSN1_d$ по формуле (2) ежедневно производится на сайте «Ионосферная погода» ИЗМИРАН (<http://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/>) в таблице «Индексы kp и ar и текущий прогноз». В ней указан в предпоследней колонке индекс $SSN1_d$ (2), а в последней колонке приведен параметр F10.7 (ftp://ftp.geolab.nrcan.gc.ca/data/solar_flux/daily_flux_values/). На рис. 2b показаны измеренные значения $SSN2_d$ (серые линии) в солнечных циклах SC23 и SC24 и измеренные значения $SSN1_d$ (черные линии) до июля 2015 г., а также результаты расчета $SSN1_d$ по формуле (2) с июля 2015 г. по настоящее время (черные линии с крестиком, затемненная часть).

Сравнение ряда индексов СА [5] показало наивысшую точность индексов $MgII_{p3}$, $F10.7_{p3}$ и $SSN1_{p3}$ при глобальном моделировании полного электронного содержания в ионосфере, TEC. Эти краткосрочные индексы представляют собой среднее из 3-х компонент ($p3$ – проху из 3), включая скользящее среднее (медиану) за 3 последних дня перед указанным днем,

медиану за 27 предыдущих дней (1 оборот Солнца) и медиану за 81 предыдущий день (3 оборота Солнца). В [6] предлагается использовать интегральный индекс $F10.7(\tau)$, который является накоплением временного ряда значений $F10.7$ за предыдущие 27 дней (1 оборот Солнца) с экспоненциальным сглаживанием [7].

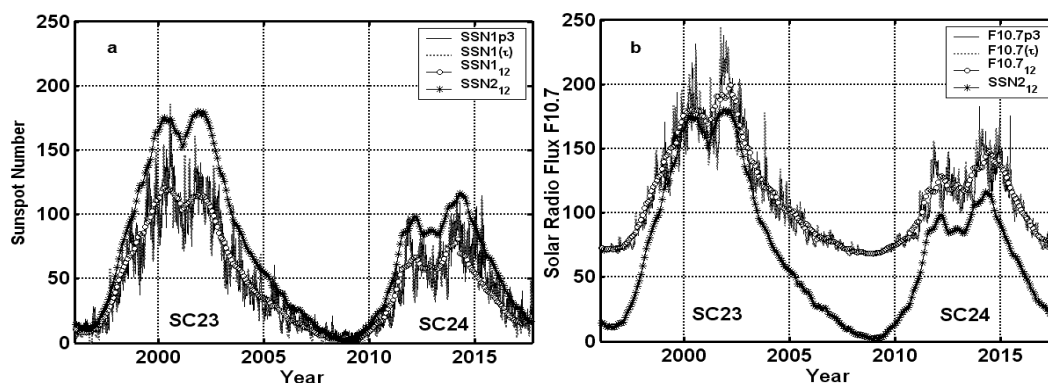


Рис. 3.

На рис. 3 приведены краткосрочные и долгосрочные эквиваленты солнечной активности в 23-м и 24-м циклах. Рис. 3а показывает индексы $SSN1_{p3}$, $SSN1(\tau)$, $SSN1_{12}$ и $SSN2_{12}$, а на рис. 3б приведены индексы $F10.7_{p3}$, $F10.7(\tau)$, $F10.7_{12}$ и $SSN2_{12}$. Видны заметные осцилляции краткосрочных индексов вокруг 12-месячных сглаженных кривых. Видно заметное превышение индекса $SSN2_{12}$ над остальными значениями $SSN1$, наиболее заметное вблизи максимумов циклов. Значения $SSN2_{12}$ близки к значениям $F10.7_{12}$ в максимуме SC23, но они заметно различаются в максимуме SC24, что указывает на изменчивость связи между индексами $SSN2$ и $F10.7$ от цикла к циклу. Применение краткосрочных индексов типа $SSN1_{p3}$, $SSN1(\tau)$, $F10.7_{p3}$ и $F10.7(\tau)$ вместо прогнозируемых $SSN1_{12}$ и $F10.7_{12}$ при мониторинге текущего состояния ионосферы требует дальнейшей проверки точности модельных расчетов на ионосферных данных.

Литература

1. Clette, F. et al. // Space Sci. Rev., 2014, V. 186, Is. 1, pp. 35–103.
2. Гуляева, Т.Л. // Солнечно-земная физика. 2016. Т. 2, №3, с. 59–68.
3. Gulyaeva, T. et al. // Int. J. Sci. Eng. Applied Sci. 2017. V. 3, Is. 5, pp. 144–150.
4. CCIR // CCIR Atlas of ionospheric characteristics. Comité Consultatif International des Radiocommunications, 1966.
5. Maruyama, T. // J. Geophys. Res. 2010. V.115, A04306, DOI:10.1029/2009JA014890.
6. Шубин, В. // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57, № 4, с. 450–462.
7. Wrenn, G.L. // J. Geophys. Res. 1987. V. 92, pp. 10125–10129.

ПЛАНЕТАРНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СНИЖЕНИЙ ГЕОМАГНИТНЫХ ПОРОГОВ, ОБУСЛОВЛЕННЫХ СИЛЬНЫМ ВОЗМУЩЕНИЕМ МАГНИТОСФЕРЫ

Данилова О.А., Тясто М.И., Демина И.М.

*Санкт-Петербургский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова Российской академии наук.
e-mail: mtyasto@mail.ru; office@izmiran.spb.ru*

PLANETARY DISTRIBUTION OF DECREASES IN COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITIES DUE TO STRONG DISTURBANCE OF THE MAGNETOSPHERE

Danilova O.A., Tyasto M.I., Demina I.M.

St-Petersburg Branch of IZMIRAN

Theoretical vertical geomagnetic cosmic ray (CR) cutoff rigidities in the magnetic field of the magnetosphere described by the Tsiganenko Ts01 model and in the magnetic field of the field model represented only by internal sources with the IGRF2000 coefficients interpolated for 2003 are calculated. The calculations are carried out for the entire Earth's surface on a $5^\circ \times 15^\circ$ grid. The distribution of rigidities over the Earth is obtained, and the results are compared. The reduction in the thresholds due to external field sources is presented. Their contribution into the reduction in the thresholds at the peak of a very strong magnetic storm in November of 2003 at $Dst = -422nT$ is estimated. Regions of the greatest decreases in the cutoff rigidities are shown.

Введение

Постоянные изменения магнитного поля магнитосферы под воздействием солнечного ветра приводят к перераспределению потоков заряженных частиц космических лучей (КЛ) в магнитосфере, в том числе потоков, достигающих границы атмосферы и поверхности Земли и являются одним из факторов, определяющих космическую погоду. Такое глобальное перераспределение потоков КЛ в магнитосфере означает, что в заданной точке магнитосферы изменяется жесткость геомагнитного обрезания КЛ (геомагнитный порог) и асимптотические направления прихода частиц КЛ. При снижении геомагнитных порогов во время сильных возмущений открывается доступ дополнительного потока КЛ в заданный пункт [1–4]. Климатические изменения последних десятилетий заставляют искать механизмы влияния различных факторов космической погоды на погоду и климат. Вариации потоков КЛ в магнитосфере во время магнитосферных возмущений обусловлены в основном изменениями жесткости геомагнитного обрезания (геомагнитных порогов) КЛ и их асимптотических направлений прихода в заданную точку магнитосферы [5–6].

Целью данной работы является исследование планетарного распределения геомагнитных порогов в период сильного возмущения в межпланетной среде и магнитосфере в ноябре 2003 г.

Данные и методы

Теоретические геомагнитные пороги определяют методом численного интегрирования (прослеживания) траекторий заряженных частиц КЛ в модельном магнитном поле [7].

Мы рассчитали по широтно-долготной сетке $5^\circ \times 15^\circ$ теоретические геомагнитные пороги (жесткости геомагнитного обрезания) космических лучей в магнитном поле эмпирической модели магнитосферы Ts01, которая описывает суммарное поле от внутренних и внешних источников [8–10]. Кроме того, для определения эффекта влияния внешних источников во время бури были проделаны расчеты геомагнитных порогов в поле этой же модели без учета внешних источников (для коэффициентов IGRF2000, интерполированных на момент максимума бури – 20 ноября 2003г.).

Выбор модели Ts01 для расчетов основан на том, что модель TS01 описывает среднюю магнитосферу и, как показано в [11] временные вариации жесткостей обрезания (ЖО) на ряде станций имеют высокую корреляцию с Dst-вариацией.

Магнитная буря 18–24 ноября 2003 г. характеризовалась необычайно высокой геомагнитной активностью на низких, средних и высоких широтах; а на средних широтах наблюдались полярные сияния [11]. Расчеты геомагнитных порогов проведены на 20 часов UT, 20 ноября 2003 г., когда $Dst = -422$ нТ достигла минимума. Плотность и скорость потока солнечного ветра в этот момент составила соответственно $N = 16,7 \text{ см}^{-3}$, $V = 553 \text{ км/с}$.

Результаты и обсуждение

Результаты расчетов порогов в модельном поле Ts01 с учетом внешних источников представлены на рисунке А. Эти данные мы сравнили с жесткостями обрезания, полученными в поле только внутренних источников на момент максимума бури (рис. В). Изолинии разности между геомагнитными пороговыми значениями в главном магнитном поле и в магнитном поле магнитосферной модели Ts01 представлены на рис. С.

Из полученных результатов видно, что в максимуме геомагнитной активности (минимуме Dst-вариации) жесткости обрезания падают больше в области средних широт (почти на 2 ГВ) (см. рис. С). В районе о. Мадагаскар наблюдается особая область, где возмущенные жесткости обрезания падают ниже порогов в главном геомагнитном поле почти на 3 ГВ.

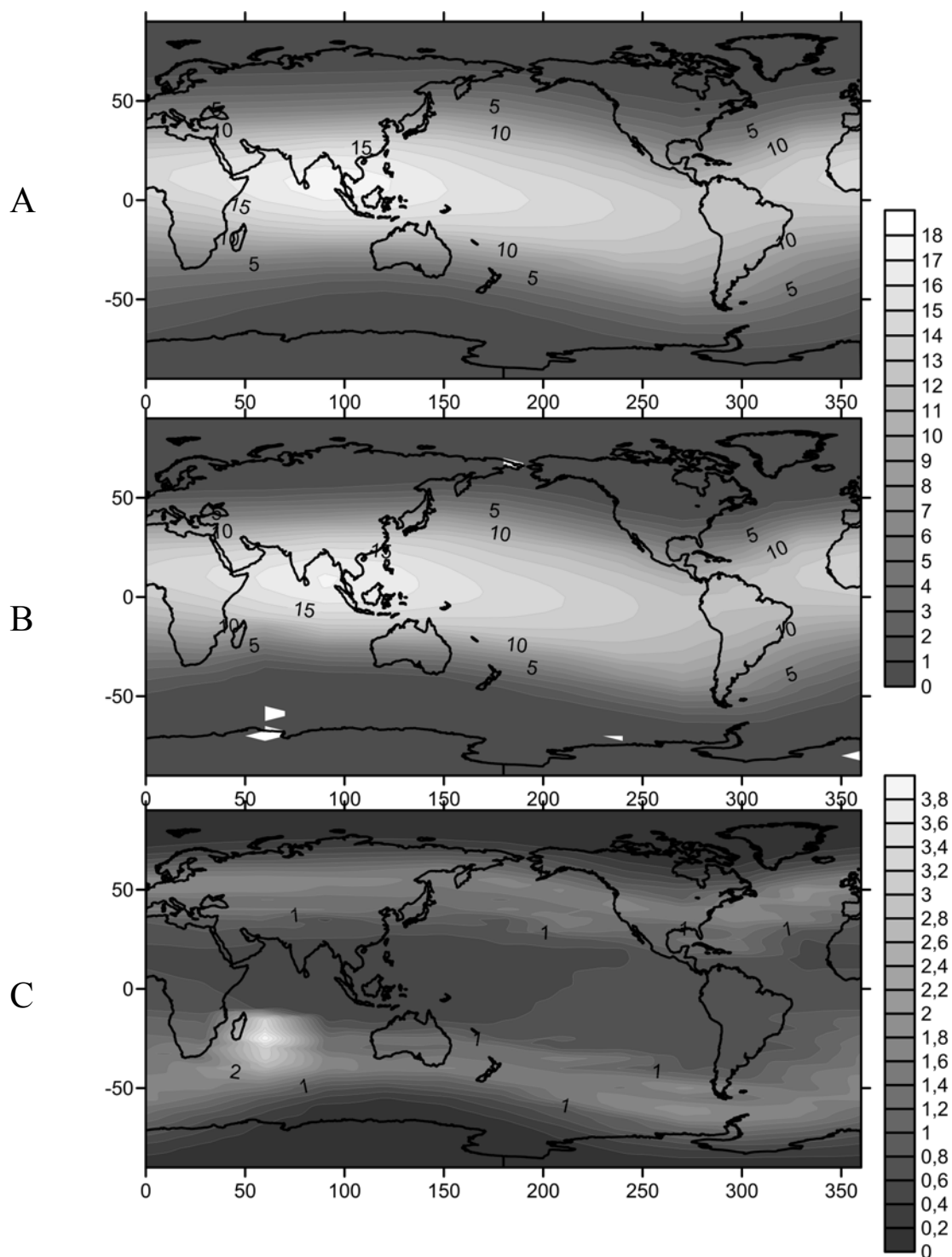


Рис. А. Изолинии вертикальной жесткости обрезания КЛ в модельном поле магнитосферы Ts01 с учетом внешних и внутренних источников в пике геомагнитной бури в ноябре 2003 г.

Рис. В. Изолинии вертикальной жесткости обрезания КЛ в поле IGRF2000, интерполированном на момент максимума бури.

Рис. С. Изолинии разности между ЖО для возмущенного поля и для главного геомагнитного поля.

Выводы

На средних широтах (от 30° до 60°) обоих полушарий наблюдается глобальное снижение геомагнитных порогов по сравнению с порогом в главном поле на величину, достигающую до 2 ГВ. В экваториальной части пороги снижаются не более чем на 0,7 ГВ. Кроме того, наблюдается особая область в районе о. Мадагаскар, где жесткости в возмущенном поле ниже, чем пороги в главном поле почти на 3 ГВ.

Литература

1. *Sloan T.*, 2012, <http://iopscience.iop.org/1742-6596/409/1/012020>
2. *Gurevich A., et al.*, 2012, <http://iopscience.iop.org/1742-6596/409/1/012234>
3. *Makrantonis P. et al.* 2012, //J. of Physics: Conf. Series 409 (2013) 012232 (ionoz)
4. *Ермолаев Ю.И., Зеленый Л.М., Застенкер Г.Н. и др.* // Солнечные и гелиосферные возмущения, приведшие к сильной магнитной буре 20 ноября 2003 г. // Геомагн. и аэрон. 2005. Т. 45. № 1. С. 23–50.
5. *Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.*, 2011, // Изв. РАН, сер. физ., Т. 75, № 6, 875–877.
6. *Тясто М.И. и др.*, 2008 // Геомагнетизм и аэрномия, Т. 48, № 6, С. 723–740.
7. *Дорман Л.И. и др.*, 1972 // Эффективные жесткости обрезания космических лучей. М.: Наука, 400 с.
8. *Tsyganenko N.A.*, 2002 // J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220
9. *Tsyganenko N.A.*, 2002, //J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1179, doi:10.1029/2001JA000219
10. *Tsyganenko N.A., H.J. Singer, and J.C. Kasper.*, 2003 // J. Geophys. Res., 108, No. A5, 1209, doi: 10.1029/2002JA009808
11. *M.I. Tyasto, O.A. Danilova, N.G. Ptitsyna, V.E. Sdobnov*, 2013 // Journal of Advances in Space Research, V.51, № 7, pp.1230–1237, <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.025>

ИЗМЕНЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ И КЛИМАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ НА ДЕСЯТИЛЕТНИХ – СТОЛЕТНИХ ШКАЛАХ

Дергачев В.А.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

SOLAR RADIATION CHANGE AND CLIMATIC EFFECTS ON SCALES OF TEN – SENTENARY YEARS

Dergachev V.A.

A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, 194021, Russia, St. Petersburg
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

The reasons of climatic effects connected with the change of orbital parametres on scales of ten century – centenary years are till now a subject of scientific discussions. We have insufficiently well studied laws which operate weak changes in solar radiation, in particular, influence of preeccesion changes of yhe terrestrial axis on climat. Climate changes during the separate years and seasons are defined by movement of the Earth round the Sun and an inclination of the terrestrial axis to the plane of this movement.

The quantity of solar radiation in some point of the Earth depends on width, a season, position of the Earth in its orbit concerning the Sun. As an orbit of the Earth not absolutely round, but slightly elliptic, in perihelion the Earth receives from the Sun of more radiation, than in aphelion. The point of perihelion slowly moves round the Sun. After each turn of the Earth round the Sun the point of perihelion moves a little in other place and a little during other time. Each 57–58 years the date perihelion moves for one day. The axis of the Earth does not remain inclined in the same direction, meanwhile contrast of seasonal differences depends on variations of yhe angle of slope of the terrestrial axis. As a result take place softer winters and more cool of summer for both hemispheres or on the contrary. This additional natural mechanism of climate change gives the contribution to climate change to an existing epoch. It is essentially or not in comparison with anthropogenous warming?

The aim of this paper is to try describe the short term variations of climate by the ever varying incoming solar irradiance received at the top of the Earth's atmosphere.

Введение

Основными причинами изменения глобального климата являются вариации поступающей к Земле солнечной радиации, определяемой изменением физической активности Солнца и возмущением орбитальных элементов Земли в рамках астрономической теории.

Долговременные изменения климата на большой временной шкале можно проследить по изменению приходящей к Земле солнечной радиации (инсоляции), обусловленной изменениями трёх орбитальных элементов (эксцентриситета, наклона земной оси и прецессии), характеризующих положение Земли в пространстве при её движении по орбите вокруг Солнца. Миланкович [1] создал теорию расчёта инсоляции Земли с учётом этих орбитальных параметров.

Отметим, что сторонники антропогенного воздействия на климат фундаментальной причиной современного изменения климата и увеличения средней глобальной температуры за прошлые менее чем 200 лет считают деятельность человека, исходя из наблюдаемой корреляции между возрастающими уровнями углекислого газа и увеличением средней глобальной температуры в течение прошлых двух столетий, предписывая повышение температуры к 2100 году на $4\pm 2^\circ\text{C}$ [2]. При этом предполагается, что вклад изменений солнечной радиации является незначительным и не играет климатической роли. Основной аргумент и предположение в пренебрежении изменениями в орбитальном воздействии на изменения климата сторонники антропогенного воздействия видят в том, что глобально усредненное излучающее воздействие Солнца на климат является маленьким или незначительным.

В целом, состояние понимания и обсуждения кратковременных периодических изменений солнечного излучения, связанных с эволюцией орбитальных параметров, всё ещё остаются в значительной степени нерешенными. Мы недостаточно хорошо изучили закономерности, которые управляют слабыми изменениями в солнечной радиации, в частности, влияние изменений прецессии земной оси на климат. В то же время, как отмечает Смутьский [3], многие авторы, рассматривая влияние прецессии на климат, не понимают, о чём идёт речь.

Количество солнечной радиации в некоторой точке Земли зависит от широты, времени года, положения Земли на её орбите относительно Солнца. Поскольку орбита Земли не абсолютно круглая, а слегка эллиптическая, то в перигелии Земля получает от Солнца больше радиации, чем в афелии. Точка перигелия медленно движется вокруг Солнца. После каждого оборота Земли вокруг Солнца точка перигелия сдвигается немного в другое место и немного в другое время. Установлено, что перигелий совершает полный оборот вокруг Солнца за 21 310 лет, при этом сдвигаясь на один день за каждые 57–58 лет в григорианском календаре. И этим эффектом нельзя пренебрегать. В работе [4] показано, что полный поток солнечного излучения с начала промышленной революции (1850 г.) к настоящему времени с учётом сдвига увеличился на $\sim 3.26 \text{ Вт/м}^2$. В то же время, оценки влияния на климатические условия, обусловленные действием человечества за этот интервал времени, составляют 2.29 Вт/м^2 [5]. Таким образом, проблема кратковременных изменений солнечной радиации на коротких временных шкалах (годы, десятилетия) является в настоящее время востребованной для изучения.

Цель данной работы – попытаться описать кратковременные изменения климата, обусловленные непрерывно меняющимся солнечным излучением, поступающим на поверхность земной атмосферы.

Температурные реконструкции прошлых 2000 лет

Баланс энергии на Земле определяется связью между радиационными воздействиями, которые устанавливают тенденцию изменения климата и обратных связей, и которые определяют природу воздействия и величину отклика. Наблюдаемая на десятилетних и столетних и более долговременных шкалах времени изменчивость климата и тенденции являются сложными для интерпретации.

Для реконструкции климата за последние 2000 лет и понимания антропогенного воздействия на климат и естественной изменчивости климата сообщество учёных с 2008 года было организовало 9 региональных групп (международная команда включает 98 исследователей из 22 стран), охватывающих исследования на 8 континентах и глобальном океане [6] и учитывающие изменения температуры в различных регионах.

Реконструкции морских поверхностных температур были проанализированы, объединены и сгруппированы по 200-летним интервалам (прямоугольные блоки на рис. 1). На рис. 1 проведено сравнение приземных температур для северного полушария, (см. [7]) (рис. 1а) с поверхностными температурами океана (рис. 1б) [6] и с летней температурой Северной Арктики (рис. 1в) [8].

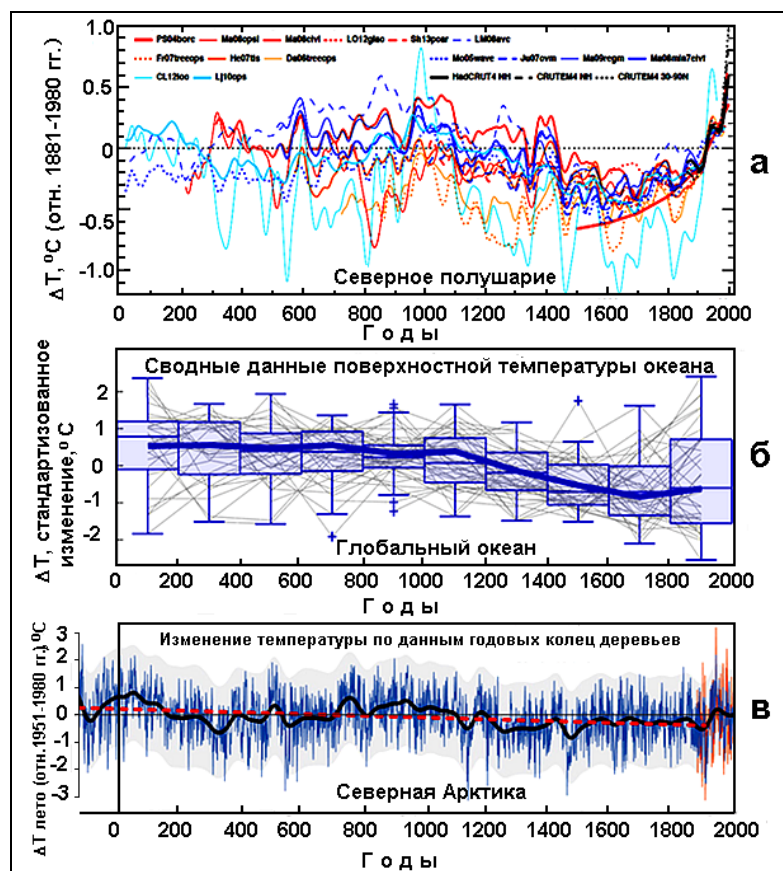


Рис. 1. Реконструкции температур прошлых 2000 лет:
а) Температуры северного полушария (см. [7]).
б) Глобальная морская поверхностная температура по 200-летним интервалам (прямоугольники). Толстая линия – тренд (сглаженные средние значения 200-летних интервалов [8]).
в) Изменение летней температуры в Северной Европе [9]. Вертикальными линиями указаны годовые изменения летней температуры. Толстая линия – сглаженные 100-летним фильтром значения. Штриховая линия – тренд похолодания.

Как видно из рисунка, данные температур для различных широт северного полушария (рис. 1а) различаются между собой. Глобальная рекон-

струкция температуры океана показывает тренд похолодания в течение последнего тысячелетия (рис. 1б). Тренд похолодания прослеживается в течение последних 2000 лет и по данным исследований годовых колец деревьев из Северной Африки (1в). В таком случае, можно ли считать изменение температуры в течение последних столетий исключительно за счёт антропогенного воздействия?

Солнечная инсоляция и изменение температуры на коротких временных интервалах

Отметим, что кратковременные орбитальные воздействия на климат и соответствующие им величины солнечной инсоляции изучены ещё довольно слабо. При рассмотрении вопроса о влиянии солнечной радиации на климат Земли на малых временных интервалах (например, сутки, годы) необходимо рассмотреть и учитывать особенности движения Солнца по эклиптике (большой круг небесной сферы, образуемый при пересечении её плоскостью орбиты). Эти особенности являются важнейшим следствием обращения Земли по орбите вокруг Солнца для климатических эффектов на таких малых интервалах времени (рис. 2).

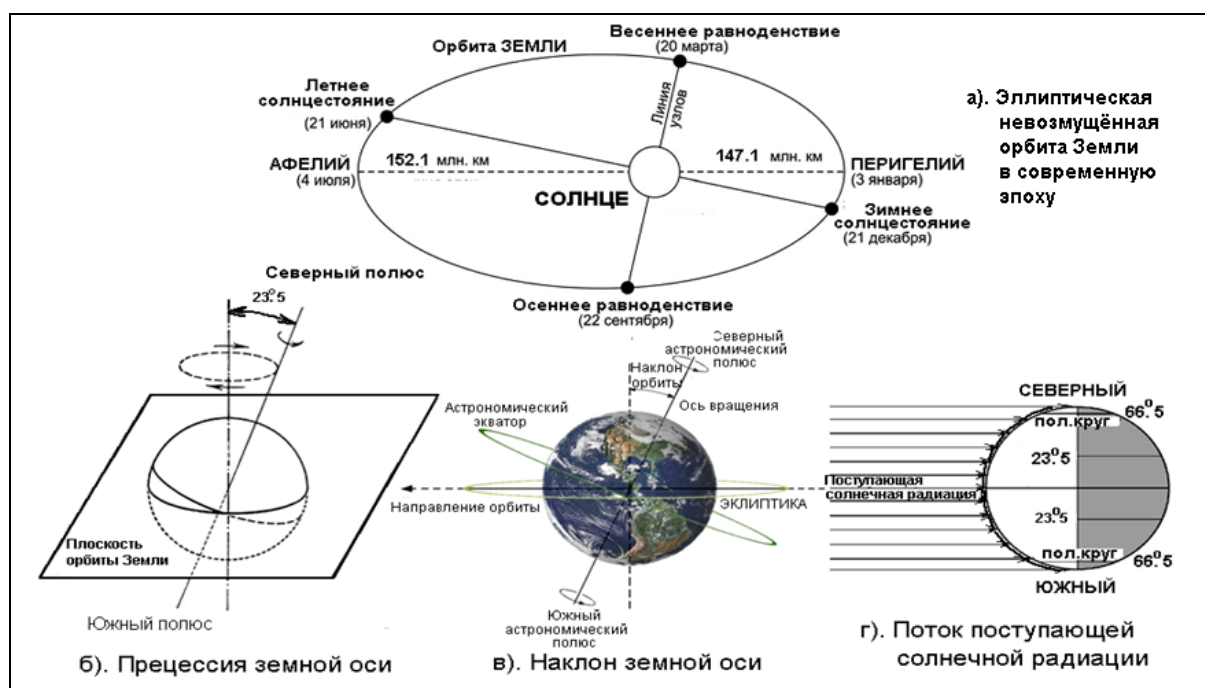


Рис. 2. Обращение Земли вокруг Солнца.

Как следует из рис. 2, изменения климата на очень коротком временном промежутке, например, в течение года – смена времён года должно определяться движением Земли вокруг Солнца и наклоном земной оси к плоскости этого движения. В таком случае для исследования климатических эффектов на коротких временных шкалах на первый план выделяется проблема кратковременных изменений величин инсоляции; т.е. высокоча-

стотное орбитальное воздействие, и его изменения на десятилетних и мультидесятилетних шкалах. Фундаментальным параметром всех вычислений инсоляции является суточная инсоляция. Расчеты, учитывающие периодические возмущения элементов земной орбиты и связанных с ними высокочастотных вариаций солнечной радиации, были начаты в Главной геофизической обсерватории имени А.И. Воейкова.

Отметим, что для того, чтобы избегать календарных проблем при расчетах, целесообразно использовать таблицы (эфемериды) небесных координат Солнца, Луны, планет и других астрономических объектов, вычисленных через равные промежутки времени. Высокоточные эфемериды имеют наиболее точное описание кратковременных изменений орбиты Земли. При расчетах высокочастотных вариаций инсоляции с разрешением по времени, соответствующих суткам, и, используя астрономические эфемериды, в работах Е.П. Борисенкова с коллегами были выполнены расчёты для отдельных широт поверхности Земли [10]. При этом поверхность Земли при расчетах инсоляции отождествлялась сферой, и расчеты были сделаны только для отдельных широт этой сферы (20° , 40° , 60° и 80° северной широты) [10, 11] для зимнего и летнего полугодий на десятилетних и мультидесятилетних шкалах в интервале с 1800 по 2100 гг. Авторы определили кратковременные изменения между ~ 2 –20 лет, которые производят вариации того же самого порядка, как и долгосрочное орбитальное воздействие в несколько сотен лет.

В недавних расчетах [12–14], основанных на высокоточных эфемеридах с учетом изменения геоцентрического расстояния Солнца и продолжительности периода обращения Земли вокруг Солнца, были получены значения поступающей на верхнюю границу атмосферы солнечной радиации на интервале с 1900 по 2050 гг. При этом в отличие от работ [10, 11] земная поверхность в этих расчетах не отождествляется со сферой, а аппроксимируется эллипсоидом. Спектральный анализ рассчитанного ряда суммарной солнечной энергии, поступающей на верхнюю границу атмосферы за тропические годы с 1900 по 2050, выявляет два интервала увеличения спектральной плотности, соответствующих периодам 2.70 и 18.75 года. В спектре межгодовой изменчивости энергии выделяется только один максимум с периодом 2.70 года. Определено [15], что в эпоху от 3000 г. до н.э. до 2999 г. н.э. происходит сокращение приходящей солнечной радиации к Земле, связанное с вековым изменением наклона оси ее вращения. В приходящей к Земле солнечной радиации проявляется периодичность [12–15], равная 2, 3, 8, 11 и 19 годам. Такие расчеты инсоляции Земли с большим временным пространственным разрешением представляются полезными при моделировании климатических и погодных изменений.

В недавней работе [16] для расчетов инсоляции использовались параметры, учитывающие вековые и периодические вариации элементов орбиты Земли и оси ее вращения. Используя последние астрономические моде-

ли и высокоточные астрономические эфемериды, авторы проанализировали кратковременные периодичности на временной шкале последних 13 тыс. лет и 1 тыс. лет в будущее. Подробный анализ периодов приводит к очень богатой динамической модуляции на рассматриваемой временной шкале. Кроме указанных выше кратковременных периодичностей, были также детектированы более долговременные периодичности, например, ~40, 60, 800, 900 лет. Впервые наиболее подробно проведено определение ошибки при вычислении суточной величины инсоляции как непрерывной функции орбитальных долгот. Они нашли ошибки вплоть до 5% в величине суточной инсоляции, которая соответствует ошибкам 2.5 Вт/м^2 в суточной средней инсоляции, в течение точно того же самого календарного дня, которая значительно выше теоретически ожидаемой ошибки в 0.01 Вт/м^2 , используемой в расчетах влияния солнечной радиации на климат. Отмеченные особенности поступления солнечной радиации и ее распределения по поверхности земного эллипсоида имеют большое значение при изучении климата.

Литература

1. Миланкович М. Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. М.-Л.: ГОНТИ. 1939. 207 с.
2. Climate Change 2013. The Physical Science Basis. Intergovernmental Panel on Climate Change, 2013.
3. Смутьский И.И. Вестник Академии наук. 2013. Т. 83. № 1. С. 31–39. 2013.
4. Steel D., 2013. Journal of Cosmology. 2013. V. 22. P. 10106–10129.
5. Climate Change 2014. Synthesis Report Intergovernmental Panel on Climate Change.
6. PAGES 2k Consortium, 2017. DOI: 10.1038/sdata.2017.88.
7. Дергачев В.А. Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 55. № 1. С. 3–14.
8. McGregor H.V. et al. Nature Geoscience. 8. 671–77.
9. Esper J. et al. Quatern. Sci. 2014. V. 29(5). P. 487–494.
10. Borisenkov E.P. et al. Climatic Change. 1983. № 5. P. 237–244.
11. Borisenkov E.P. et al. J. Atmospheric Sci. 1985. V. 42. № 9. P. 933–940.
12. Федоров В.М. Астрон. вестн. 2012. Т. 46. № 2. С. 184–189.
13. Федоров В.М. Доклады Академии наук. 2013. Т. 451. № 1. С. 95–97.
14. Федоров В.М. Доклады Академии наук. 2014. Т. 457. № 2. С. 222–225.
15. Федоров В.М. Геофиз. процессы и биосфера. 2015. Т. 14. № 1. С. 5–22.
16. Cionco R.G., Soon W.-H. Earth-Science Rev. 2017. V. 166. P. 206–222.

ВАРИАЦИИ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ММП

Ерофеев Д.В.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск

VARIATIONS OF ANGULAR DISTRIBUTION OF IMF

Erofeev D.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk

We investigate parameters of angular distribution of IMF, namely, coefficients of asymmetry and rms deviations of azimuth and inclination of magnetic field vector. These parameters calculated from experimental data are compared to those simulated by means a simple model that describes transport of fluctuations of magnetic lines footpoints by inhomogeneous solar wind. Comparison shows that the model does explain variations of parameters under investigation in the course of solar cycle as well as their dependency on heliographic latitude.

В работе [1] представлена модель переноса возмущений силовых линий ММП солнечным ветром (СВ), учитывающая наличие градиентов скорости. Модель позволяет рассчитать угловые распределения ММП на заданных гелиошироте и гелиоцентрическом расстоянии, задавая случайным образом смещения оснований силовых линий магнитного поля на поверхности источника. В настоящей работе мы сравним модельные расчеты с экспериментальными данными о параметрах углового распределения ММП. Такими параметрами являются коэффициенты асимметрии и среднеквадратичные отклонения распределений азимутальных углов φ и наклонов θ вектора ММП (углы φ и θ отсчитываются соответственно на восток и на север от радиального направления). Экспериментальными данными послужили измерения ММП на околоземных орбитах в 1965–2014 гг., собранные в базе данных OMNI-2, а также измерения КА *Ulysses* за 1992–1997 гг. Все данные имеют часовое усреднение. Предварительная обработка данных заключалась в устранении сильных неоднородностей СВ, а также разделении измерений, полученных в секторах ММП разной полярности. При расчете параметров углового распределения ММП применялась методика, описанная в [2].

На рис. 1 сплошной линией представлена зависимость коэффициента асимметрии распределения азимутальных углов ММП от гелиографической широты, рассчитанная по данным КА *Ulysses* за 1992–1997 гг. В это время на широтах южнее -30° и севернее $+26^\circ$ ММП было униполярным, при этом отсутствовали значительные крупномасштабные градиенты скорости СВ. Как можно видеть на рис. 1, асимметрия в зонах с униполярным ММП отрицательна и растет по модулю с возрастанием угла спирали Пар-

кера (показан штриховой линией на рис. 1). Как указывалось в [1], модель предсказывает именно такое поведение асимметрии в случае отсутствия градиентов скорости СВ. Вблизи границ униполярных зон появляются значительные градиенты скорости, и асимметрия резко падает до близких к нулю значений.

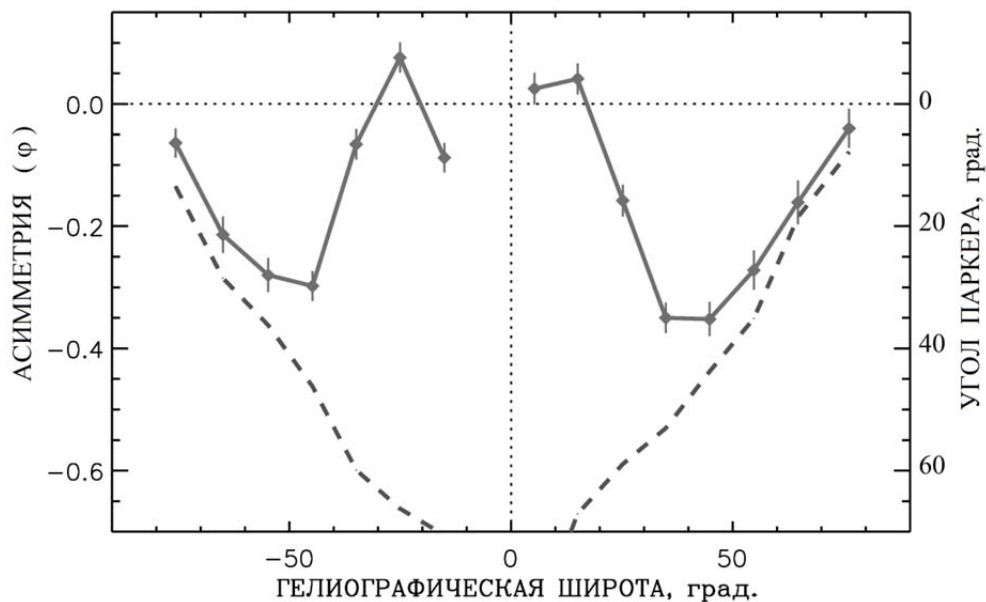


Рис. 1.

Для исследования параметров углового распределения ММП в низкоширотной зоне мы использовали данные, полученные на околоземных орбитах. На рис. 2, слева, представлены в зависимости от времени коэффициенты асимметрии распределений азимутальных углов φ (верхний график) и наклонов θ (нижний график). Асимметрии рассчитаны для 2-х-годовых интервалов времени, отдельно по измерениям в медленном СВ (сплошная линия) и в высокоскоростных потоках СВ, исключая их фронты (штриховая линия). Можно отметить следующее: 1) асимметрия φ изменяется с периодом 11-летнего цикла, имея максимумы вблизи минимумов солнечной активности; при этом в медленном СВ асимметрия в среднем близка к нулю, тогда как в высокоскоростных потоках асимметрия в среднем положительна; 2) асимметрия θ изменяется с периодом Хэйловского цикла (≈ 22 года), имея разные знаки в минимумах четных и нечетных солнечных циклов; между медленным и быстрым ветром нет систематического различия. Кроме асимметрий, были рассчитаны среднеквадратичные отклонения (СКО) углов φ и θ . Найдено, что только СКО углов φ заметно изменяется (приблизительно на 20%) в ходе солнечного цикла.

При моделировании углового распределения ММП использовалась модель, описанная в [1]. Крупномасштабный долготный градиент скорости был задан постоянными значениями 3.7 км/с/град для высокоскоростных

потоков СВ и 1.3 км/с/град для медленного СВ (эти значения определены по экспериментальным данным). Исходя из ряда исследований, основанных на данных КА *Ulysses* [3, 4], было принято, что крупномасштабный

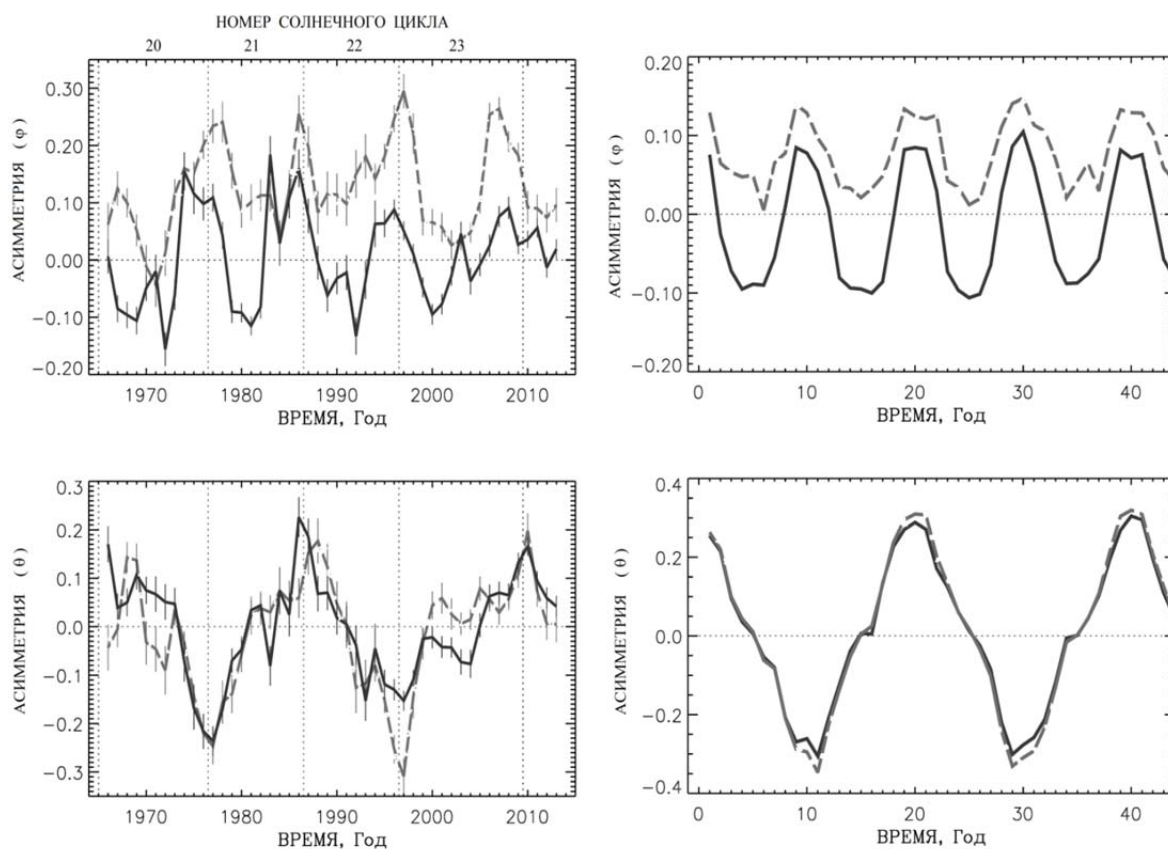


Рис. 2.

широтный градиент скорости СВ $\partial V/\partial f$ существует в эпохи минимумов солнечной активности, при этом он положителен севернее гелиосферного токового слоя и отрицателен южнее него. Зависимость $\partial V/\partial f$ от времени t задавалась в виде $\pm A \cdot \cos^2(2\pi t/T)$, где T – период солнечного цикла. При расчетах полагалось $T = 10$ лет, амплитуда A была свободным параметром модели. Второй свободный параметр – среднеквадратичное значение угловой скорости перемещения оснований силовых линий – был найден из условия согласования модельных и экспериментальных значений СКО углов ϕ и θ , при этом получена оценка 2.5×10^{-6} рад/с.

Расчеты показали, что при значениях $A \approx 5$ км/с/град модель удовлетворительно воспроизводит вариации асимметрий распределений ϕ и θ в ходе солнечного цикла, а также слабую вариацию СКО углов ϕ . Однако асимметрия распределения ϕ получается в среднем отрицательной, что не согласуется с экспериментальными данными. Для устранения этого расхождения мы приняли во внимание, что СВ содержит локальные неоднородности, которые создают сравнительно быстро изменяющиеся в пространстве

и времени градиенты скорости. Это обстоятельство было учтено введением в модель градиентов скорости, заданных в виде случайных величин с нулевыми средними значениями и СКО порядка нескольких км/с/град. На рис. 3, справа, представлены результаты модельного расчета при $A = 5$ км/с/град и СКО локальных градиентов скорости 4.5 км/с/град для медленного СВ и 6.0 км/с/град для высокоскоростных потоков; $t = 0$ соответствует минимуму солнечной активности 1965 г. На рис. 2 можно видеть хорошее качественное и приблизительное количественное согласие модельных расчетов с экспериментальными данными (следует иметь в виду, что в модели не учтены возможные различия характеристик СВ в разных солнечных циклах). Таким образом, модель, несмотря на ее простоту, способна правильно описать поведение параметров углового распределения ММП. Можно также сделать вывод, что асимметрии распределений φ и θ являются довольно чувствительными индикаторами присутствия градиентов скорости СВ.

Литература

1. *Ерофеев Д.В.* // Тр. XX Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», СПб, с. 101–104, 2016.
2. *Мардиа К.* Статистический анализ угловых наблюдений. М.: Наука, 239 с., 1978.
3. *Crooker N.U., Lazarus A.J., Phillips J.L., et al.* // J. Geophys. Res. V. 102, No. A3. P. 4673–4679. doi:10.1029/96JA03681. 1997.
4. *McComas D.J., Barraclough B.L., Funsten H.O., et al.* // J. Geophys. Res. V. 105. No. A5. P. 10,419–10,433. doi:10.1029/1999JA000383. 2000.

ГЛОБАЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ КОРОНОГРАФА SOHO LASCO C3

Ефремов В.И.¹, Парфиненко Л.Д.¹, Соловьев А.А.^{1,2}

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

²Калмыцкий госуниверситет, Элиста

GLOBAL OSCILLATIONS OF THE SUN ACCORDING TO THE DATA OF CORONAGRAPH SOHO LASCO C3

Efremov V.I.¹, Parfinenko L.D.¹, Solov'ev A.A.^{1,2}

¹Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St. Petersburg

²Kalmyk State University, Elista

We investigate the long-period fluctuations in the brightness of the Sun as a star using the measurements of sunlight reflected from the planets (Jupiter, Mars) when the light hits the field of view of the LASCO C3 coronagraph (Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment). In the 5-day time series of sunlight reflected from Mars and Jupiter, the coinciding modes of 8–10 hours and 36–38 hours have been found. Besides, in the 21-day time series for Mars, an even lower-frequency mode of 220–250 h (~ 9–10 days) was revealed. The amplitudes of the detected modes decrease with the grow of the frequency.

Введение

Недавно Gaulme et al. [1] использовали данные космического телескопа Кеплер К2 для мониторинга яркости солнечного света, отраженного от планеты Нептун. В спектрах мощности обнаружены периоды 4, 8 и 13 часов, которым приписывается солнечное происхождение. Аналогичные периоды найдены при исследовании долгопериодических колебаний ряда физических параметров солнечных пятен, волокон, радиоисточников, яркости хромосферной сетки и других солнечных структур в разных спектральных диапазонах с использованием как наземных, так и космических инструментов [2–4] и др. Возникает вопрос: почему долгопериодические моды оказываются близкими для широкого класса объектов на Солнце? Имеются предположения [5], что долгопериодические колебания активных солнечных образований, подобно колебаниям яркости Солнца как звезды, могут быть обусловлены влиянием глобальных гравитационных g мод, но это остается неподтвержденной гипотезой.

Наблюдательный материал и методика его обработки

В работе использованы данные коронографа LASCO C3 для формирования временных рядов яркости Солнца по отраженному от планет свету. Для исследования временных вариаций отраженного от планет солнечного света мы воспользовались Фурье разложением и методами исследования нестационарных рядов и нелинейных систем. Это методы, которые ис-

пользуют процедуру сингулярного разложения SVD (Singular Value Decomposition). А именно, метод "Катерпилер" (Гусеница) CaterPillarSSA (SSA – сингулярный спектральный анализ) – программу спектрального сингулярного разложения временного ряда по собственным функциям [6]. Программа позволяет раскладывать исходные ряды на тренд, колебания (периодики) и шум без задания модели ряда. Главные компоненты разложения могут быть исследованы, визуализированы и упорядочены по возрастанию их вклада в исходный ряд. Фазовые диаграммы показывают характер циркуляционного процесса компонент и дают возможность сделать сборку ряда, исключая тот или иной компонент. Временные ряды изменения потока от планет, формировались методом экстремального значения [7]: объект на FITS изображении коронографа LASCO C3 погружается в стрип, из которого он не выходит за время наблюдения. Далее процедура распараллеливается: если объект, распределенный и подвержен изменению за время наблюдения, то выше определенного порога проводится процедура бинаризации [8], когда вычисляется площадь – число бинов выше указанного порога и ее центр. С центрального пикселя снимается значение потока. Если объект – точка или близок к этому, то вычисляется экстремальное значение потока внутри данного стрипа, т.е. в точке. Отбор моды производится качественно по виду фазовой диаграммы (ФД). Поскольку разложение идет по убыванию амплитуд мод, то, как правило, "дальние" моды не рассматриваются. В идеале гармоническая мода – это окружность на ФД, поэтому квазипериодическая компонента в исходном ряду качественно хорошо видна на ФД по наличию круговой "намотки".

Результаты

Марс смещается в поле зрения коронографа LASCO C3 медленнее, чем звезды. Это позволяет получить длинные серии наблюдений. В данном наблюдении (Марс, 527 часов) четыре моды разложения имеют более или

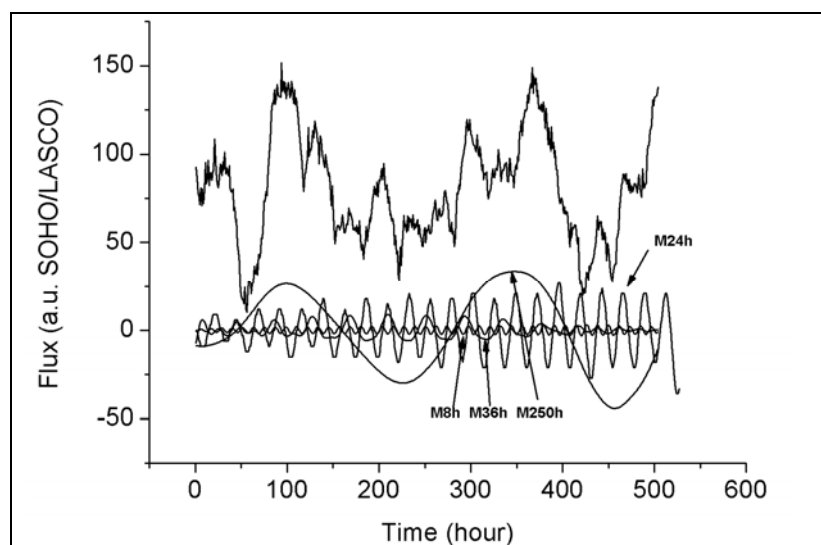


Рис. 1. Результат обработки временной серии Марса 2015/ 30/04–20/05 длительностью 21 день. Основные моды имеют периоды 8, 24, 36 и 250 часов.

менее периодические компоненты с периодами **8, 24, 36–40** часов и **220–250** часов (**9–10** дней). Амплитуды найденных мод уменьшаются от низких частот к высоким. На рис. 2 приведено непрерывное вейвлет преобразование для той же 527-часовой серии. Самая устойчивая мода 22–24 ч, вероятно, обусловлена фотометрической неоднородностью поверхности вращающегося Марса (период обращения Марса составляет 24 часа 37 минут). 10-ти суточная мода оказывается за доверительным интервалом из-за недостаточной длины временного ряда.

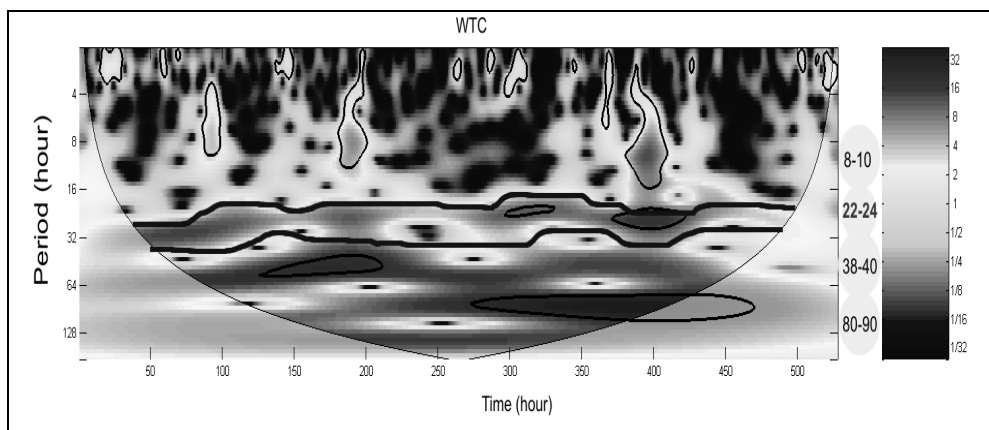


Рис. 2. Вейвлет преобразование (Морле 5-го порядка). Четко выделена стабильная мода 24 часа.

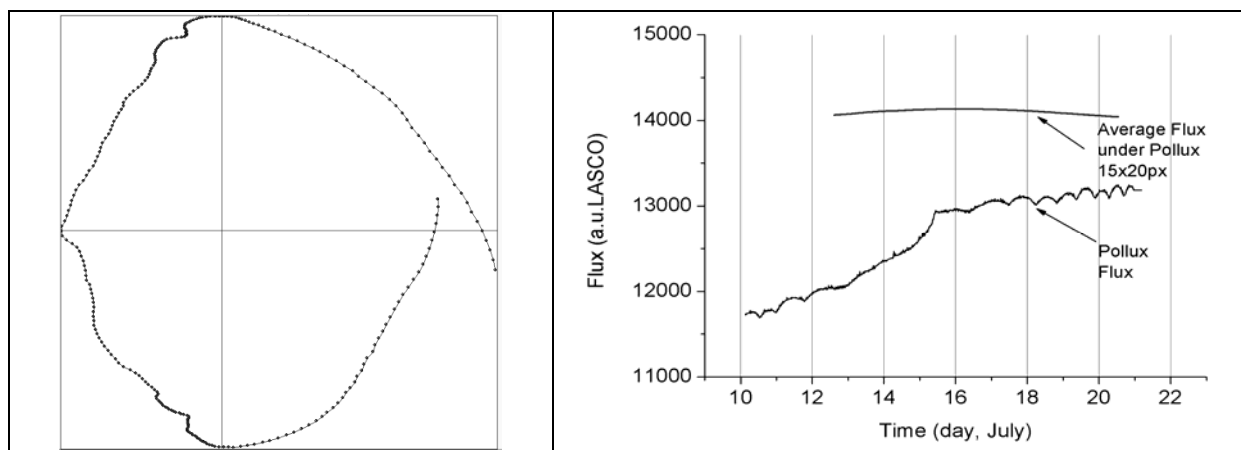


Рис. 3. Фазовая диаграмма для первой моды в декомпозиции 527 часового ряда для Марса, с периодом 9-10 дней.

Рис. 4. Синхронные временные ряды для звезды Поллукс – нижняя кривая и среднее для фоновой площадки 15×20 пкс под Поллуксом – верхняя кривая.

Для проверки влияния фона были получены синхронные серии для близких по положению звезд и площадки фона. Результаты показаны на рис. 4. Как видим, в рядах фона колебания отсутствуют.

Выводы

При пробной обработке изучены 5-ти суточные непрерывные временные серии яркости планет Марса и Юпитера. В них найдены совпадающие моды: **8–10** часов и **36–38** часов, которые, возможно, имеют солнечное

происхождение. Для Марса получены 25-ти суточные серии временных вариаций отраженного солнечного излучения, в которых впервые обнаружена **9–10-ти** суточная мода.

А.С. благодарит РФФ за поддержку в рамках проекта 15-12-20001.

Литература

1. *Gaulme P. et al.* ([Http://arxiv.org/abs/1612.04287v1](http://arxiv.org/abs/1612.04287v1))
2. *Efremov, V.I., Parfinenko, L.D., Solov'ev, A.A.* 2016, *Solar Physics*, **291**, 3357–3367.
3. *Chorley, N.; Hnat, B.; Nakariakov, V.M. et al.* 2010, *A&A*, **513**, id.A27, 7 pp.
4. *Nagovitsyna E.Yu., Nagovitsyn Yu.A.* 2002, *Astron. Letters*, 28, pp. 121-129.
5. *Foullon, C., Verwichte, E., Nakariakov, V.M.* 2009, *Astrophys. J.*, **700**, 1658-1665.
6. *Golyandina, N., Nekrutkin, V., and Zhigljavsky, A.* 2001, *Analysis of Time Series Structure: SSA and Related Techniques*, London: Chapman & Hall/CRC.
7. *Efremov, V.I., Parfinenko, L.D., Solov'ev, A.A.* 2010, *Solar Physics*, **267**, 279-293.
8. *Otsu, N.* 1979, *IEEE Trans. Syst. Man Cybern.* **9**, 62.

СРАВНЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ФОРМИРОВАНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ, ИМЕЮЩИХ РАЗНУЮ СКОРОСТЬ В ПОЛЕ ЗРЕНИЯ КОРОНОГРАФОВ LASCO

Загайнова Ю.С.¹, Файнштейн В.Г.²

¹ИЗМИРАН, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе 4, Россия

E-mail: yuliazagaynova@mail.ru

²ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, а/я-291, Россия

COMPARING FEATURES OF GENERATION OF CORONAL MASS EJECTIONS WITH DIFFERENT VELOCITIES IN FIELD OF VIEW OF LASCO CORONAGRAPHS

Zagaynova Yu.S., Fainshtein V.G.

¹IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia

²ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

The question of what determines maximum velocity of a coronal mass ejection (CME) in coronagraph's field of view (FOV) is still pending. This paper compares features of generating CMEs with the smallest, intermediate and the highest velocities in LASCO C2 and C3 FOV, as detected based on analysis of multi-wave data with high temporal and spatial resolution. From data of magnetic field vector measurements, we compared dynamics of the field parameters in shadow of active regions' spots, where CMEs with various velocities occur.

Введение

Корональные выбросы массы (КВМ) характеризуются широким спектром максимальных скоростей V_{\max} по наблюдениям в поле зрения коронографов [1]. В то же время, до сих пор не получен ответ на вопрос: что определяет максимум скорости каждого КВМ? Авторы в работе [2] пришли к выводу, что КВМ в зависимости от их V_{\max} можно разделить на два класса: (1) постепенные КВМ с $V_{\max} = 400 \div 600$ км/с, связанные с эрупцией протуберанца, и их скорость увеличивается до максимального значения постепенно в поле зрения коронографа; (2) импульсные КВМ, связанными с солнечными вспышками, для которых V_{\max} составляет более 750 км/с и часто быстро достигается еще до появления КВМ в поле зрения LASCO C2, а далее на больших расстояниях такие выбросы замедляются. Позже стало очевидно, что такое разделение на классы не является «абсолютным» (см. работу [3] и цитируемую там литературу): медленные КВМ могут оказаться импульсными и связанными со вспышками, быстрые могут оказаться постепенными и связанными с эрупцией волокна. Авторы в работе [4] построили модель движения бессилового жгута в магнитном поле различной конфигурации и пришли к выводу, что если поле быстро уменьшается с высотой, то формируется быстрый КВМ, если медленно, то возникает медленный КВМ.

С этой работы мы планируем начать исследования, в которых попытаемся сравнить особенности генерации КВМ с различными скоростями. В настоящей работе анализируются и сравниваются особенности формирования трех КВМ: медленного, с промежуточной скоростью и быстрого. Обсуждается поведение магнитного поля в тени пятен в активных областях (АО), в которых происходят рассматриваемые эруптивные события.

Данные и методы их анализа

Формирование КВМ анализировалось с использованием многоволновых данных с высоким временным и пространственным разрешением инструментов SDO/AIA. Вариации магнитного поля, сопровождающие эруптивные события, изучались по данным векторных измерений фотосферного магнитного поля инструментом SDO/HMI. Анализировались изменения со временем в тени пятен минимального угла наклона силовых линий поля к положительной нормали к поверхности Солнца α_{\min} , среднего значения α в пределах тени пятна, α_{mean} , максимального (B_{\max}) и среднего (B_{mean}) значения магнитной индукции. Характеристики связанных с КВМ вспышек определялись по данным GOES, а данные LASCO использовались для определения типа КВМ (гало и др.) и их кинематики. Условно к медленным КВМ относились выбросы массы с линейной проекционной скоростью $V_{\text{lin}} \leq 600$ км/с, к КВМ с промежуточной скоростью – $V_{\text{lin}} = 600 \div 1500$ км/с и к быстрым КВМ – $V_{\text{lin}} > 1500$ км/с. Первый исследуемый нами КВМ относится к типу «гало» (ГКВМ) и к медленным выбросам массы; впервые зарегистрирован в поле зрения LASCO C2 22.08.2014 в 11:12:05UT и возник в АО NOAA 12146 с магнитной конфигурацией β и связан с рентгеновской вспышкой балла C2.2(10:13UT) с координатами центра N12E01. Скорость выброса массы составила $V_{\text{lin}} = 600$ км/с. Второй КВМ относится к промежуточным с $V_{\text{lin}} = 669$ км/с; впервые зарегистрирован LASCO C2 15.02.2011 (02:24:05UT), возник в АО NOAA 11158 с магнитной конфигурацией $\beta\gamma$ и связан со вспышкой балла X2.2 (01:44UT). Третий КВМ – быстрый ГКВМ с $V_{\text{lin}} = 1830$ км/с, впервые зарегистрирован LASCO C2 07.01.2014 (18:24:05UT) и возник в АО NOAA 11944 со сложной магнитной конфигурацией $\beta\gamma\delta$ и связан со вспышкой балла X1.2 (8:04 UT).

Результаты

Формирование медленного КВМ по данным SDO/AIA в канале 19.3 нм включало в себя следующие этапы: эрупцию волокна как триггера КВМ, последующее формирование и движение магнитной петлеобразной структуры и, далее, формирование фронтальной структуры (ФС) КВМ, рис. 1(а). Профили скорости всех структур показаны на рис. 1(б). Следует обратить внимание, что максимальная скорость петлеобразной структуры превышает скорость эруптивного волокна. Также максимальная скорость

фронтальной структуры оказалась заметно больше линейной скорости КВМ в поле зрения коронографов LASCO.

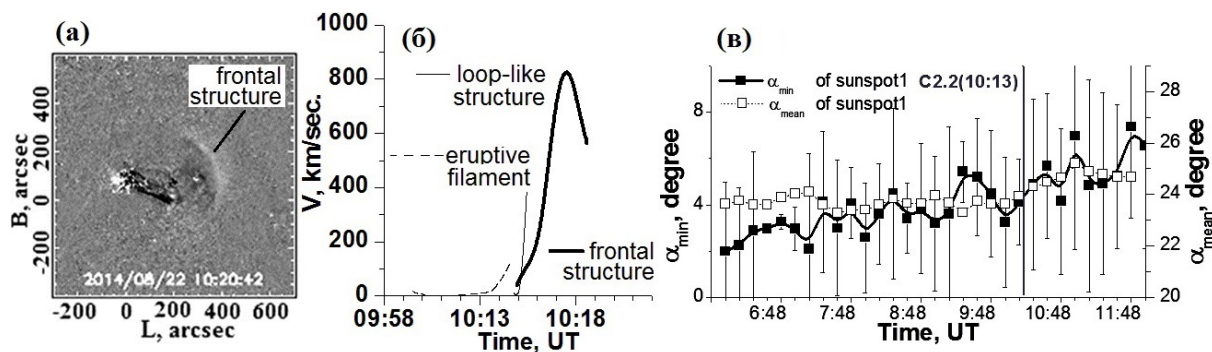


Рис. 1.

Установлено, что до начала вспышки в тени пятна и в поре АО α_{\min} достигает значений, существенно превышающих значения α_{\min} для магнитно-связанных ведущих и замыкающих пятнах вне эруптивных событий [5]. В целом, поведение α_{\min} и α_{mean} в пятне и поре различно, но «отклика» на эруптивное событие не наблюдается. Вариации значений V_{\max} и V_{mean} в пятне и поре до начала вспышки различны, а после начала вспышки в поре эти параметры поля возрастают на короткое время, а в пятне - не изменяются.

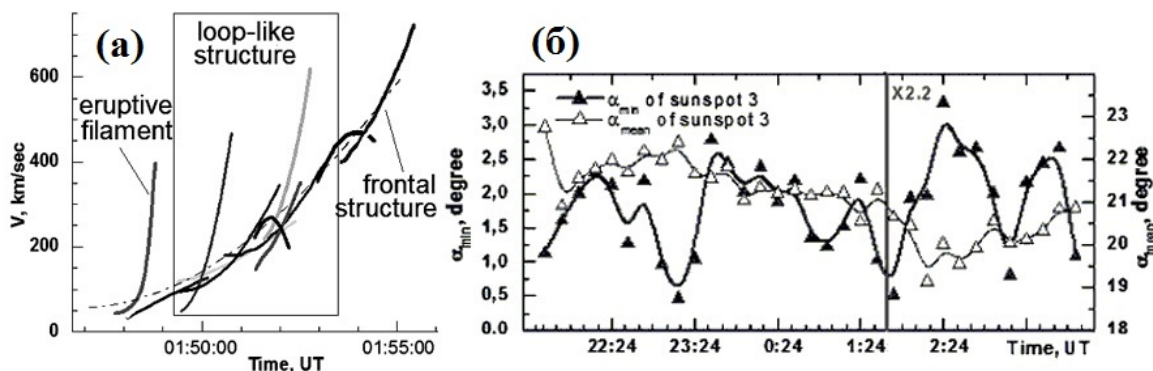


Рис. 2.

Основные детали генерации КВМ с умеренной скоростью аналогичны особенностям генерации медленного КВМ: эрупция волокна, возникновение нескольких движущихся петлеобразных структур и формирование ФС КВМ, которая начинает двигаться со все возрастающей скоростью. V_{\max} для ФС по данным телескопов SDO/AIA превышает скорость КВМ в поле зрения LASCO. Значения α_{\min} и α_{mean} в пятнах, близкорасположенных к основаниям петлеобразных структур, после начала вспышки падают, а затем возрастают на временном интервале до 2 часов. Значения α_{\min} в исследуемых пятнах перед вспышкой также превышают значения этих углов в тени магнитно-связанных пятен в отсутствие эруптивных событий. V_{\max} и V_{mean} в

разных пятнах после начала вспышки ведут по разному: в одних возрастают, в других – уменьшаются на 100–300 Гс. Кинематика КВМ и вариации значений α_{\min} и α_{mean} в пятнах показаны на рис. 2.

Генерация самого быстрого КВМ начинается с эрупции волокна. В канале 19.3 нм отчетливо наблюдается формирование ФС КВМ; ее скорость нарастает со временем до значений 823 км/с, рис. 3(а). α_{\min} и α_{mean} в пятнах, близкорасположенных к основаниям петлеобразной структуры, начинают уменьшаться примерно за 15 минут до начала вспышки и в момент вспышки уменьшаются до малых значений $\alpha_{\min} < 1^\circ$, рис. 3(б). V_{\max} и V_{mean} после начала вспышки в одних пятнах уменьшается, в других – возрастает на ~100 Гс.

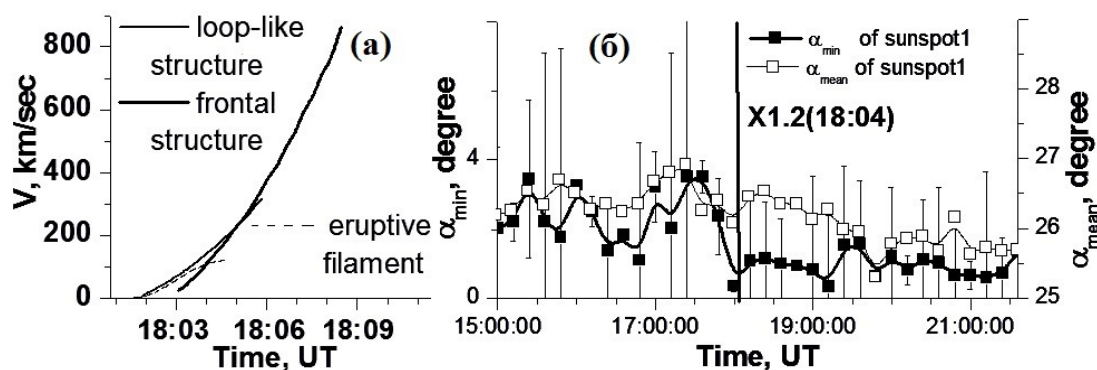


Рис. 3.

Выполненный нами анализ показал, что процессы генерации рассмотренных КВМ с разной максимальной скоростью в поле зрения LASCO оказались практически одинаковыми. Слабо изменяется со временем после начала вспышки магнитные характеристики тени пятна в АО, в которой наблюдалось формирование медленного КВМ. Для КВМ с промежуточной и большой скоростью параметры магнитного поля в тени пятен заметно меняются после начала вспышки, но для КВМ с меньшей скоростью угол α_{\min} сначала падает, а затем, после начала вспышки растет, а для быстрого КВМ – уменьшаются до малых значений $\alpha_{\min} < 1^\circ$. Динамика значений V_{\max} и V_{mean} различна: в одних пятнах увеличиваются, в других – уменьшаются.

Авторы благодарны командам LASCO и SDO/AIA, SDO/HMI, GOES за возможность использования данных этих инструментов. Эта работа поддержана грантами РФФИ № 17-02-00300 и № 15-02-01077.

Литература

1. Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G. et al. // Earth Moon Planet. v. 104, p. 295, 2009.
2. Sheeley N.R., Jr., Walters J.H., Wang Y.-M., and Howard R.A. // J.G.R., v. 104, p. 24, 767, 1999.
3. Vršnak B., Sudar D., Ruždjak D. // Astron. Astrophys., v. 435, p. 1149, 2005.
4. Török T. and Kleim B. // Astron. Nachr. N 328, p.743, 2007.
5. Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Обридко В.Н., Руденко Г.В. // Астроном. ж., т. 94, № 6, с. 537, 2017.

НЕЗАТУХАЮЩИЕ КОЛЕБАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ И В АРКАДАХ МАГНИТНЫХ ПЕТЕЛЬ

Зайцев В.В.

*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН
(ИПФ РАН), г. Нижний Новгород*

UNDAMPED OSCILLATIONS OF ELECTRIC CURRENT IN CORONAL MAGNETIC LOOPS AND IN ARCADES OF LOOPS

Zaitsev V.V.

*Federal Research Center "The Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences"
(IAP RAS), Nizhny Novgorod*

Possibility of undamped oscillations of electric current in the coronal magnetic loops and in arcades of loops is demonstrated. These oscillations are caused by the photospheric electromotive force originating from interaction of photospheric convection and magnetic field in the loop footpoints. Dependencies of oscillations characteristics (frequency, amplitude and phase) on the photospheric electromotive force are obtained.

1. Введение

Недавно на основе анализа данных спутника SDO были обнаружены поперечные кинк-осцилляции корональных магнитных петель, существующие в незатухающем режиме на протяжении интервалов наблюдений длительностью около 6 часов в канале 171 \AA [1]. Эти колебания не показывали какой-либо связи с эруптивными процессами, такими как солнечные вспышки или корональные выбросы масс, и наблюдались в 90% исследованных активных областей. Этот результат ставит два важных вопроса: 1) почему незатухающие кинк-осцилляции магнитных петель представляют собой достаточно общее явление в солнечной короне и 2) какой источник подпитывает эти колебания в течение длительного времени. Одна из возможных причин существования незатухающих кинк-осцилляций может быть связана с автоколебательным процессом, возникающим в результате «трения» между потоками фотосферной плазмы и магнитным полем петли [2]. Мы обращаем внимание на еще один класс аналогичных явлений, именно, на существование незатухающих колебаний электрического тока в корональных магнитных петлях и в аркадах петель. Возможность незатухающих осцилляций или автоколебательного процесса связана в данном случае с наличием в основании корональной магнитной петли фотосферной электродвижущей силы, возникающей в результате «зацепления» фотосферной конвекции и магнитного поля петли. Эта фотосферная ЭДС играет роль отрицательного сопротивления в уравнении эквивалентного

электрического контура и приводит к «мягкому» режиму возбуждения автоколебаний электрического тока.

2. Эквивалентный электрический контур

Корональная магнитная петля представляет собой эквивалентный электрический контур с электродвижущей силой, сосредоточенной в фотосферных основаниях петли и возникающей в результате взаимодействия фотосферной конвекции с магнитным полем петли [3]. Электродвижущая сила генерирует электрический ток, который течет вдоль петли от одного основания через корональную часть к другому основанию и замыкается на фотосферных уровнях, где проводимость становится изотропной. Уравнение для собственных колебаний электрического тока в петле при конечной амплитуде колебаний является нелинейным и имеет следующий вид [3]:

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} - \varepsilon(\delta - 2x - x^2) \frac{dx}{d\tau} + (1 + \frac{3}{2}x + \frac{1}{2}x^2)x = 0. \quad (1)$$

Здесь $x = (I - I_0)/I_0$, I_0 – стационарный ток в петле в отсутствии колебаний, $\tau = \omega_0 t$ – безразмерное время, нормированное на частоту колебаний эквивалентного электрического контура, $\omega_0 = c/\sqrt{LC(I_0)}$, $\varepsilon = Q^{-1}$ – малый параметр, равный обратной добротности колебаний $Q = c^{-1}\sqrt{L/C(I_0)R(I_0)}$, величина δ характеризует степень превышения «отрицательного» сопротивления, обусловленного наличием фотосферной э.д.с., над сопротивлением электрического контура, $\delta = [V_e |l_1 / c^2 r_1 R(I_0)] - 1$. Индуктивность, емкость и сопротивление петли определяются следующими формулами:

$$L \approx 2l \left(\ln \frac{4l_2}{\pi r_2} - \frac{7}{4} \right), \quad \frac{1}{C(I_0)} \approx \frac{I_0^2 l_2}{c^4 n_2 m_i \pi r_2^4}, \quad R(I_0) \approx \frac{F_1^2 I_0^2 l_1}{(2 - F_1) c^4 n_1 m_i v'_{ia} \pi r_1^4}. \quad (2)$$

В формулах (1), (2) l_1, r_1, n_1, F_1 – протяженность по высоте области действия фотосферной электродвижущей силы, радиус трубки, электронная концентрация и относительная масса нейтралов в этой области, соответственно, v'_{ia} – эффективная частота электронно-атомных столкновений, l_2, r_2, n_2 – длина, радиус трубки и концентрация плазмы в корональной части петли.

3. Незатухающие колебания электрического тока в магнитной петле

Исследуем уравнение (1) в предположении, что добротность собственных колебаний электрического контура достаточно велика, т.е. параметр $\varepsilon = Q^{-1}$ мал. Будем также предполагать, что параметр δ также достаточно мал ($\delta \ll 1$). В этом случае колебания электрического тока в контуре будут близки к гармоническим, а величина δ будет определять амплитуду и фазу колебаний. При сделанных предположениях к исследованию уравнения (1) можно применить метод Ван-дер-Поля, предполагающий усреднение по гармоническим колебаниям с учетом медленного изменения ам-

плитуды и фазы со временем. Будем искать решение уравнения (1) в виде $x = \{A(\tau)e^{i\tau} + A^*(\tau)e^{-i\tau}\}$, где $A(\tau)$ – функция комплексного переменного, медленно меняющаяся во времени по сравнению с периодом осцилляций. Подставляя функцию x в уравнение (1) и производя усреднение по безразмерному периоду $T = 2\pi$, получим следующее уравнение для $A(\tau)$:

$$\frac{dA}{d\tau} = \frac{1}{2}(\varepsilon\delta - \varepsilon|A|^2)A + \frac{3}{4}i|A|^2 A. \quad (3)$$

Будем искать решение уравнения (3) в виде $A(\tau) = a(\tau)e^{i\varphi(\tau)}/2$. Разделяя в (3) действительные и мнимые части, получим уравнения для амплитуды и фазы колебаний:

$$\frac{da}{d\tau} = \frac{1}{2}\varepsilon(\delta - \frac{1}{4}a^2)a, \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = \frac{3}{16}a^2. \quad (4)$$

Решение уравнений (4) имеет следующий вид

$$a(\tau) = \frac{2\sqrt{\delta}}{\sqrt{1 + \frac{4\delta - a_0^2}{a_0^2}e^{-\varepsilon\delta\tau}}}, \quad \varphi(\tau) = \frac{3}{4}\delta\left[\tau + \frac{1}{\varepsilon\delta}\ln\left(1 + \frac{4\delta - a_0^2}{a_0^2}e^{-\varepsilon\delta\tau}\right)\right]. \quad (5)$$

С течением времени (при $\varepsilon\delta\tau \gg 1$) амплитуда и фаза колебаний принимают асимптотический вид $a(\tau) = 2\sqrt{\delta}$, $\varphi(\tau) = \frac{3}{4}\delta\tau = \frac{3}{4}\delta\omega_0 t$ и все фазовые траектории стремятся к предельному циклу в виде эллипса с центром в начале координат. Этому предельному циклу соответствуют незатухающие колебания тока в корональной магнитной петле $x(t) = 2\sqrt{\delta} \cos\left[\omega_0\left(1 + \frac{3}{4}\delta\right)t\right]$ с точкой бифуркации $\delta_c = 0$ и «мягким» режимом возбуждения. Период автоколебаний может меняться в широких пределах в зависимости от величины электрического тока в магнитной петле. В частности, при концентрации плазмы $n_2 \approx 10^9 \text{ cm}^{-3}$ и полутолщине петли в корональной части $r_2 \approx 10^8$ период колебаний тока составляет $T \approx 100 - 600 \text{ s}$ при токах $I_0 \approx 2 \times 10^8 \div 10^9 \text{ A}$. Этот интервал периодов совпадает с периодами незатухающих кинк-осцилляций. Это, в свою очередь, может означать, что при достаточно умеренных электрических токах автоколебания электрического тока в корональных магнитных петлях могут эффективно возбуждать кинк-осцилляции за счет силы Ампера, притягивающей или отталкивающей соседние петли в зависимости от направления тока в них.

4. Колебания в аркаде магнитных петель

Рассмотрим колебания электрического тока в аркаде корональных магнитных петель с электрическим током. Будем считать все петли в аркаде идентичными, т.е. имеющими одинаковые геометрические размеры и формы и расположенными вдоль координаты z на одинаковом расстоянии d друг от друга. Будем также считать, что толщина скин-слоя, опреде-

ляющего масштаб проникновения возмущений магнитного поля, вызванного колебаниями электрического тока петли, в окружающее петлю плазменное пространство, больше масштаба d (см. подробнее [4]). Это означает, что между петлями возможно индукционное взаимодействие. Учитывая взаимодействие петли с координатой z только с ближайшими петлями с координатами $(z-d)$ и $(z+d)$, запишем уравнение для осцилляций тока в петле с координатой z :

$$\frac{1}{c^2} L \frac{d^2 x}{dt^2} - R(I_0)(\delta - 2x - x^2) \frac{dx}{dt} + \frac{1}{C(I_0)} \left(1 + \frac{3}{2}x + \frac{1}{2}x^2\right)x = -\frac{M}{c^2} \left(2 \frac{\partial^2 x(z)}{\partial t^2} + \frac{\partial^4 x(z)}{\partial t^2 \partial z^2} d^2 + \dots\right) \quad (6)$$

Ограничимся достаточно длинноволновыми фрагментами аркады с масштабами $(\Delta z)^2 \gg d^2$. Для таких фрагментов вторым членом разложения в правой части (6) можно пренебречь. В этом случае уравнение (6) сводится к уравнению (1), в котором частоту ω_0 и параметр ε необходимо заменить на $\omega_1 \approx \omega_0 / \sqrt{3}$ и $\varepsilon_1 \approx \varepsilon / \sqrt{3}$ (в предположении $L \approx M$, где M – коэффициент взаимной индукции). Во всем остальном для длинноволновых фрагментов аркады справедливы те же выводы, что и для отдельной магнитной петли, т.е. для таких фрагментов возможно возбуждение незатухающих автоколебаний. В случае достаточно малых амплитуд колебаний уравнение (6) можно линеаризовать. Это позволяет оставить в правой части уравнения второй член разложения и получить частоту и инкремент γ возбуждения колебаний с «произвольной» длиной волны $\lambda = 2\pi/k$ [4]:

$$\omega_1 \approx \frac{\omega_0}{\sqrt{3} \sqrt{1 - \frac{1}{3} k^2 d^2}}, \quad \gamma \approx \frac{1}{2} \omega_1 \varepsilon_1 \delta. \quad (7)$$

Как и в случае одиночной петли, возбуждение колебаний аркады петель возникает при $\delta > 0$, что соответствует превышению скорости фотосферной конвекции над некоторой критической величиной, определяемой сопротивлением электрической цепи с током в корональной магнитной петле. При этом характерные периоды длинноволновых колебаний увеличиваются приблизительно в $\sqrt{3}$ раз по сравнению с периодом автоколебаний одиночной петли.

Работа поддержана грантом РФФИ № 17-02-00091 (раздел 2), а также грантами РНФ № 16-12-10448 (раздел 4) и № 16-12528 (раздел 3).

Литература

1. *Anfinogentov S.A., Nakariakov V.M., Nisticò G.* // A&A, 2015, 583, A136, DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201628850>.
2. *Nakariakov V. M., Anfinogentov S. A., Nisticò G., Lee D.-H.* // A&A, 2016, 591, L5, DOI: <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526195>.
3. *Zaitsev V.V., Kislyakov A.G., Urpo S., Shkelev E.I.* // Radiophys. Quantum Electron. 2001, 44, 765.
4. *Zaitsev V.V., Kruglov A.A.* // Radiophys. Quantum Electron. 2009, 52, 323.

**ПОПЫТКА ИЗВЛЕЧЬ КОСВЕННЫЕ ДАННЫЕ
О СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ
ИЗ НАБЛЮДЕНИЙ КОМЕТНЫХ ХВОСТОВ
В МИНИМУМЕ МАУНДЕРА**

**Золотова Н.В.¹, Сизоненко Ю.В.²,
Вохмянин М.В.¹, Веселовский И.С.^{3,4,5}**

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

²Главная астрономическая обсерватория НАН Украины, Киев, Украина

³Московский государственный университет, Москва, Россия

⁴НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, Москва, Россия

⁵Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

**ATTEMPT TO EXTRACT THE INDIRECT DATA
ON THE SOLAR WIND FROM OBSERVATIONS
OF THE COMET TAILS IN THE MAUNDER MINIMUM**

**Zolotova N.V.¹, Sizonenko Yu.V.²,
Vokhmyanin M.V.¹, Veselovsky I.S.^{3,4,5}**

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

²Main Astronomical Observatory of NAS of Ukraine, Kyiv, Ukraine

³Moscow State University, Moscow, Russia

⁴Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia

⁵Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The paper considers whether observers in the XVII century provide historical records on the observation of the plasma tails of comets, which would allow to reveal the physical parameters of the solar wind. The angle ϵ between the tail axis and the prolonged radius vector of the comet may indirectly define the type of the comet tail: plasmous or dusty. We consider the calculations of F.A. Bredikhin concerning 10 comets, 4 of which were Great, appeared in the period of the Maunder minimum (1645–1715). For these comets, he found the values of the angles ϵ . On average, these angles exceed 10° , which is typical of dust tails. Also note that visual observations of the cometary ion stream are very difficult due to the spectral composition of their radiation. This confirms our conclusion that the comet tails in the seventeenth century are of little use for discussion about the physical parameters of the solar wind in the past.

Введение

Параметры солнечного ветра определяют состояние космической погоды, влияют на околоземное космическое пространство, индуцируют токи в ионосфере, вызывают полярные сияния [1]. Особый интерес для исследователей представляет вопрос о состоянии гелиосферы в периоды гранд-минимумов солнечной активности [2, 3]. Одним из таких периодов был минимум Маундера [4].

Источником косвенных данных о солнечном ветре в прошлом может служить информация об ориентации кометных хвостов. Бессель [5] рассчитывал форму хвостов, предполагая, что кометные частицы движутся под действием отталкивающей силы R . Бредихин [6,7] развил теорию Бесселя и в зависимости от величины R предложил разделение кометных хвостов на типы $R > 12$ – тип I; $0,9 < R < 2,2$ – тип II; $0,2 < R < 0,75$ – тип III. В XX веке стала известна природа отталкивающих сил и кометные хвосты разделили на плазменные (I типа) и пылевые (II и III типа). Хвосты II типа отличаются значительной кривизной и могут быть идентифицированы по этому признаку. Однако, вследствие наблюдательных условий, пылевые хвосты могут выглядеть почти прямолинейными, особенно вблизи головы кометы. Таким образом, для поиска плазменных хвостов на исторических зарисовках нужно обращать внимание на положение кометного хвоста относительно продолженного радиус-вектора.

Согласно [8] для типичной величины радиальной компоненты скорости движения кометы (~ 20 км/сек) и угле отклонения плазменного кометного хвоста от продолженного радиус-вектора кометы $\epsilon \sim 3^\circ$ скорость солнечного ветра составит порядка 400 км/сек. Чем меньше угол ϵ , тем больше скорость солнечного ветра [9]. Соответственно, величина угла аберрации кометного хвоста, найденная по историческим зарисовкам позволяет судить о том, какой хвост (пылевой или плазменный) изобразил наблюдателем.

В данной работе мы рассмотрели зарисовки кометных хвостов в период с 1645 по 1715 г. с целью ответа на вопрос – действительно ли наблюдатели в XVII веке могли оставить свидетельства о наблюдении плазменных хвостов комет, что, в свою очередь, подтвердило бы предположение о перманентном существовании солнечного ветра даже в периоды пониженной солнечной активности.

Результаты анализа

Известно о наблюдениях 21-ой кометы в период минимума Маундера (1645–1715 гг.). К сожалению, обстоятельства наблюдений для половины из них невозможно восстановить. Ниже приведены комментарии и расчеты Бредихина для двух параметров: силы отталкивания R и угла ϵ .

Комета Галлея 1682 г.: $R = 12$, $\epsilon = 23^\circ$, отмечается, что условия проектирования неблагоприятные.

Великая комета 1664 г.: $R = 1,2 - 1,7$, $\epsilon = 27^\circ$, из-за близости положения Земли к плоскости орбиты кометы оценки неточны.

Великая комета 1665 г.: $2,9 < R < 115,8$, $-2^\circ < \epsilon < 10,9^\circ$, также стоит отметить, что данные разных наблюдателей не согласуются между собой. Бредихин [6] указывает, что ввиду большого разброса значений R никаких выводов о типе хвоста данной кометы сделать нельзя.

Великая комета 1668 г.: есть сомнения, что наблюдалась именно комета. Кассини [10] относит данное событие к метеорологическим явлениям. Спустя 4 года, в 1702 г. Маралди [11] наблюдал в том же месте похожий объект. На зарисовках объект имеет искривленную форму, что характерно для пылевых хвостов, если предполагать, что данный объект являлся кометой.

Великая комета 1680 г. наблюдалась повсеместно в Европе. Согласно расчетам она подошла на близкое расстояние к Солнцу (0,006 а.е.). Ниже приведем перевод с латинского наблюдений директора Гринвичской обсерватории Фламстида с 10 декабря 1680 г. по 5 февраля 1681 г.

10 декабря: хвост очень тонкий, смотрел вверх.

11 декабря: хвост подобен лучу (“trabs”, также может быть переведено как “брус”, “бревно”, “балка”), был направлен вверх от линии горизонта и слегка отклонялся вправо.

21 декабря (перигелий 18 декабря): голова кометы около 1 угловой минуты в ширину, хвост кометы был немного искривленным.

26 декабря: хвост стал менее плотным и стал короче.

13 января: хвост уже достаточно слабый.

Для этой кометы Бредихин дает следующие оценки $R = 0,8$, $\epsilon = 16,5^\circ$.

Комета 1652 г.: максимальная длина хвоста ($\sim 5^\circ$) наблюдалась 20 декабря, когда комета находилась в созвездии Ориона [12, 13]. Согласно оценкам Бредихина $R \approx 1$, ϵ меняется от 7° до 15° . Вероятно незначительная яркость пылевого хвоста привела к тому, что наблюдатели зафиксировали лишь самую яркую, почти прямолинейную часть хвоста.

Комета 1661 г.: максимальная длина хвоста ($\sim 5^\circ$) наблюдалась 7 февраля. Бредихин [6] отмечает, что хвост кометы был короткий, неясно виден. Качество наблюдений плохое.

Кометы 1672 и 1677 гг. также имели очень короткие хвосты.

Нам не удалось найти зарисовок кометы 1689 г. В работах [14–16] отмечается, что у кометы был сильно изогнутый хвост.

Можно заключить, что представленные углы отклонения хвостов от продолженного радиус-вектора ϵ характерны для пылевых хвостов. Однако стоит отметить, что ошибки измерений очень велики.

Также нужно учесть то, что визуальные наблюдения ионных хвостов комет весьма затруднены из-за спектрального состава их излучения. Учитывая вышесказанное, наблюдения кометных хвостов в XVII веке мало пригодны в качестве аргументов для дискуссии о физических параметрах солнечного ветра в прошлом.

Подчеркнем, что визуальные наблюдения ионных хвостов комет весьма затруднены из-за спектрального состава их излучения. Таким образом, наблюдавшиеся в XVII веке кометные хвосты мало пригодны для дискуссии о физических параметрах солнечного ветра в прошлом.

Выводы

В данной работе мы рассмотрели исторические зарисовки и расчеты Бредихина для десяти комет в период минимума Маундера. Значения углов между осью хвостов и продолженным радиус-вектором комет в среднем превышают 10° , что характерно для пылевых хвостов. Сделан вывод о том, что наблюдения кометных хвостов в XVII веке мало пригодны в качестве аргументов для дискуссии о физических параметрах солнечного ветра в прошлом.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-02-06959-а, 16-02-00300-а, 18-02-00913-а и гранта РНФ № 16-12-10062.

Литература

1. Ермолаев, Ю.И., Зеленый, Л.М., Природа, 9, 4, 2005.
2. Eddy, J.A., The Maunder Minimum, Science, 192, 1189, 1976.
3. Soon, W.W.-H., Yaskell, S.H., The Maunder Minimum: the variable sun-earth connection, Singapore: World Scientific Publishing, 2003.
4. Ribes, J.C., Nesme-Ribes, E., The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715, Astron. Astrophys., 276, 549–563, 1993.
5. Bessel, F.W., Annalen der Physik und Chemie, 114, 498, 1836.
6. Бредихин, Ф.А., О хвостах комет, Москва, 1862.
7. Бредихин, Ф.А., О хвостах комет, Москва – Ленинград, 1934.
8. Mendis, D.A., In Handbook of the Solar-Terrestrial Environment. Edited by Y. Kamide and Abraham C.-L. Chian. Berlin: Springer, 493, 2007.
9. Brandt, J.C. Rothe, E.D., in Study of Comets, Part 2, 878, 1976.
10. Cassini, D., Spina celeste meteora Obseruata in Bologna IL Nese di Marzo M.DC.LXVIII. Bologna, Per Emilio Maria, e Fratelli de Manolessi, 1668.
11. Maraldi, G.F., Histoire de l'Academie Royale des Sciences. Anne MDCCII, Paris, 1704.
12. Hevelii, J., Cometographia, Gedani, Auctoris Typis, & Sumptibus, 1668.
13. Weigel, E., Commentatio Astronomica De Cometa Novo. Qui sub finem Anni 1652, lumine subobscuro nobis illuxit, Jena, Typis Georgii Sengenuualdi, 1653.
14. Всехсвятский, С.К., Физические характеристики комет, Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1958.
15. Kronk, G.W., Cometography. A Catalog of Comets., Volume 1: Ancient – 1799, Cambridge University Press, Cambridge, 1999.
16. Kronk, G.W., Comets: a descriptive catalog, Hillside, N.J., U.S.A.: Enslow Publishers, 1984.

ФОРМА 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И СРЕДНЯЯ ШИРОТА ПЯТЕН НА ФАЗЕ СПАДА ЦИКЛА

Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

FORM OF 11-YEAR SOLAR ACTIVITY CYCLE AND MEAN LATITUDES OF SUNSPOTS ON DECREASING PHASE OF CYCLE

Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg

Relations between the number of sunspots and characteristics of their latitude distribution in the 11-years cycle are studied. A universal link between the sunspot index and their mean latitudes on the decreasing phase of the cycle as a possible result of a specific regime of the toroidal magnetic field diffusion is analyzed. A two-variable parametrization for the curves of the activity level and mean latitudes in the 11-year cycle is proposed that takes into account their link.

Развитие солнечной активности в ходе 11-летнего цикла можно разделить на две качественно различные фазы. На фазе роста происходит сравнительно быстрое увеличение активности, а на фазе спада — её более медленное затухание. При этом активность на фазе роста увеличивается тем быстрее, чем мощнее цикл (правило Вальдмайера), а на фазе спада её поведение слабо зависит от предыстории развития цикла, но хорошо связано с текущей средней широтой пятен [1].

В данной работе мы предлагаем функции, аппроксимирующие циклические кривые активности и средней широты пятен в нём, учитывающие некоторые закономерности их развития.

В качестве данных мы используем годовые значения рекалиброванного индекса солнечной активности SN [2] для 1878–2007 годов (12–23 циклы), а также рассчитанных по расширенному гринвичскому каталогу [3] для того же периода среднегодовые значения широт солнечных пятен φ и их среднеквадратичные разбросы σ_φ .

На рис. 1 изображена диаграмма связи между SN и φ . На фазе спада (чёрные кружки) существует связь между этими индексами [1], которую можно описать линейной регрессией

$$\varphi = a_\varphi + b_\varphi \cdot \text{SN} = 8.37^\circ + 0.0338^\circ \cdot \text{SN} \quad (1)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.93$.

Широтные дисперсии σ_φ также связаны с индексом SN [4], что иллюстрирует рис. 2. Вне годов минимумов активности и смежных с ними годов (пустые кружки) эта зависимость может быть описана регрессией

$$\sigma_\varphi = a_\sigma + b_\sigma \cdot \text{SN} = 4.01^\circ + 0.0150^\circ \cdot \text{SN} \quad (R = 0.87). \quad (2)$$

Из (1) и (2) очевидно, что на фазе спада цикла есть связь и между третьей парой индексов (рис. 3), которая описывается линейным соотношением

$$\sigma_\varphi = 0.459 \cdot \varphi - 0.0401^\circ \approx p \cdot \varphi = 0.456 \cdot \varphi \quad (R = 0.91), \quad (3)$$

при этом свободный член мал и в последнем равенстве отброшен без ущерба для точности.

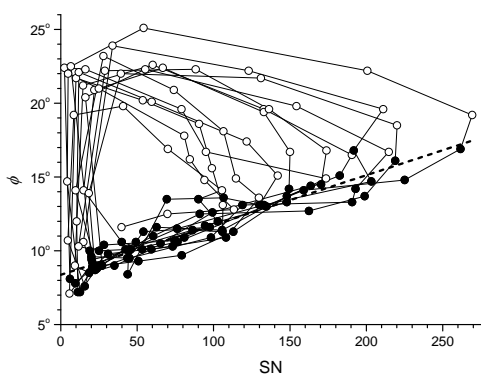


Рис. 1.

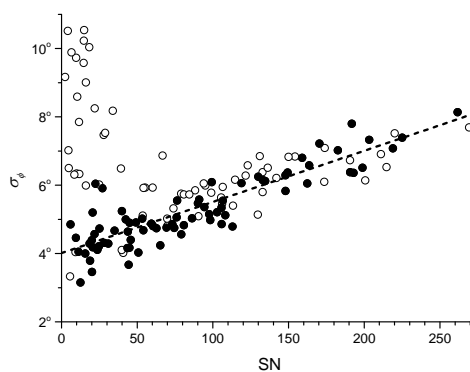


Рис. 2.

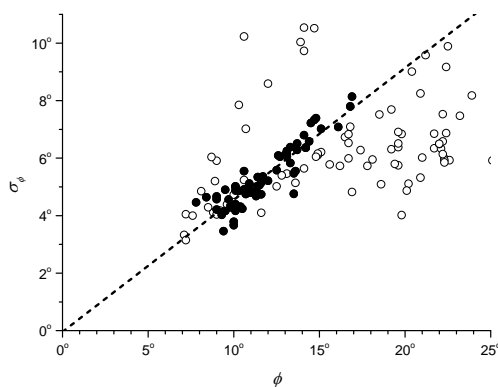


Рис. 3.

В статье Камерона и Шюслера [5] был предложен механизм, описывающий поведение активности на фазе спада. Предполагая, что на этой фазе напряжённость тороидального магнитного поля спадает в основном за счёт диффузии через экватор, а широтные профили поля приблизительно могут быть описаны нормальными распределениями, эти авторы получили для описания индекса активности $F = SN$ уравнение

$$\frac{dF}{dt} = -C \frac{\varphi}{\sigma_\varphi^3} F, \quad (4)$$

где величина

$$C = \left(\frac{180^\circ}{\pi}\right)^2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{\eta}{R^2}\right)_{eff} \exp\left(-\frac{\varphi^2}{2\sigma_\varphi^2}\right)$$

постоянна, если учесть соотношение (3), η — коэффициент турбулентной магнитной диффузии, R^2 — характерный квадрат радиуса зоны генерации

магнитного поля, а $\left(\frac{\eta}{R^2}\right)_{eff}$ — эффективная величина отношения этих величин. С учётом (2) и (3) уравнение (4) можно переписать в виде

$$\frac{dF}{dt} = -\frac{A}{(F + \alpha)^2} F, \quad (5)$$

где $A = \frac{C}{pb_\sigma^2}$, $\alpha = \frac{a_\sigma}{b_\sigma}$, и его решение имеет вид

$$F_1(t) = f(A(t_0 - t)), \quad (6)$$

где $f(x)$ — функция, обратная к функции

$$g(y) = \alpha^2 \log y + 2\alpha y + y^2 / 2.$$

Таким образом, активность на фазе спада может быть описана кривой с одним свободным параметром t_0 , определяющим её сдвиг вдоль оси времени для данного цикла. Как показано в [6, 1], именно такое «универсальное» поведение индекса активности, не связанное с мощностью цикла, характерно для фазы спада цикла. Параметр $\alpha \approx 268$ при этом равен отношению коэффициентов линейной регрессии (2), а $A \approx 41500$ может быть найден минимизацией среднеквадратичных ошибок между наблюдаемым индексом и решением (6) на фазе спада.

Поведение активности на фазе роста цикла, в отличие от фазы спада, как предписывает правило Вальдмайера, зависит от мощности цикла. Аппроксимирующая функция для этой фазы должна иметь минимум в $t = 0$, достаточно быстрый рост и максимум, равный SN_{max} , в момент $t = T_{inc}$. Выберем простейшую функцию такого рода:

$$F_2(t) = SN_{max} \sin^2 \frac{\pi t}{2T_{inc}}. \quad (7)$$

Обеспечим непрерывность аппроксимирующей цикл кривой условием $F_1(T_{inc} + 1) = F_2(T_{inc} + 1)$, с помощью которого T_{inc} можно выразить через SN_{max} . Таким образом, мы получили класс кусочно-гладких кривых с двумя свободными параметрами, t_0 и SN_{max} , описывающий поведение цикла на обеих его фазах, учитывая при этом универсальный закон падения активности на фазе спада. По точности приближения такая аппроксимация вполне может конкурировать с другими известными двухпараметрическими формулами. Так, среднеквадратическая ошибка при приближении кривой цикла функцией типа Стюарта-Пановского $Ct^3 \exp(-t/b)$ (см. [7], стр. 202) равна 14.6, а выбранной нами — 16.8.

Как было неоднократно показано [8, 9, 10, 11, 1], поведение средних широт в цикле слабо зависит от его мощности и может быть описано экспоненциальной зависимостью [10, 11, 1]

$$\varphi(t) = \varphi_0 \exp\left(\frac{\tau - t}{\beta}\right), \quad (8)$$

где $\varphi_0 = 15^\circ$, $\beta \approx 8.3$ года — общие для всех циклов эмпирические коэффициенты, а τ — зависящий от цикла свободный параметр. Так как на фазе спада средние широты и активность связаны соотношением (1), параметр τ должен быть связан со сдвигом кривой фазы спада t_0 , и можно показать, что эта связь имеет вид

$$\tau = 0.61 t_0 - 4.30 \quad (R=0.80). \quad (9)$$

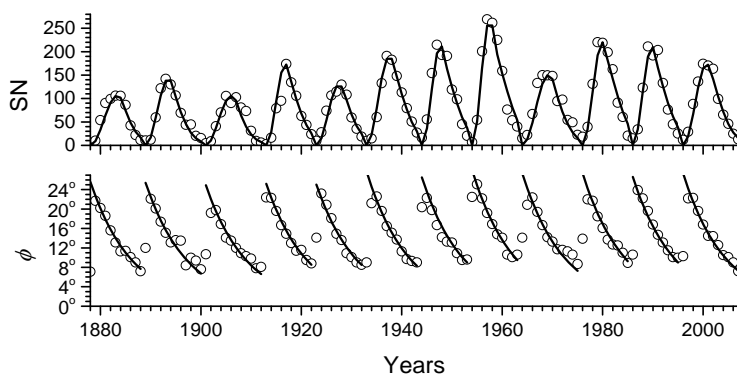


Рис. 4.

На рис. 4 изображены наблюдаемый индекс активности SN и средние широты φ (кружки), а также соответствующие аппроксимации (линии). Таким образом, мы построили две скоррелированные аппроксимирующие функции ((6)+(7) и (8)+(9)), зависящие от двух параметров цикла — его высоты SN_{\max} и сдвига кривой на фазе спада t_0 — которые описывают поведение индекса активности и средних широт пятен в 11-летнем цикле и воспроизводят характер их убывания и эмпирическую связь (1) между этими характеристиками на фазе спада цикла.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00090 и программами Президиума РАН № 21 и 22.

1. *V.G. Ivanov, E.V. Miletsky* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2014, v. 54, pp. 907–914.
2. WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels,
<http://www.sidc.be/silso/datafiles>
3. Greenwich — USAF/NOAA Sunspot Data,
<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>
4. *В.Г. Иванов, Е.В. Милецкий, Ю.А. Наговицын* // *Астрон. жур.*, 2011, т. 88, с. 989–996.
5. *R.H. Cameron and M. Schüssler* // *Astron. & Aph.*, 2016, v. 591, A46.
6. *М.Н. Гневъшев, Р.С. Гневъшева* // *Бюлл. Комисс. Иссл. Солнца*, 1949, № 1(15), с. 1–8.
7. *Ю.И. Витинский, М. Копецкий, Г.В. Куклин*. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М: Наука, 1986.
8. *М.Н. Гневъшев* // *Космические данные*, 1944, № 1, с. 31.
9. *М.С. Эйгенсон, М.Н. Гневъшев, А.И. Оль, Б.М. Рубашев*. Солнечная активность и ее земные появления. М.-Л.: ОГИЗ, 1948, с. 34–44.
10. *D.H. Hathaway* // *Sol. Phys.*, 2011, v. 273, pp. 221–230.
11. *Е.М. Roshchina and A.P. Sarychev* // *Sol. Syst. Res.*, 2011, v. 45, p. 365–371.

НЕЙТРАЛЬНЫЙ И ИОНИЗОВАННЫЙ КАЛЬЦИЙ В СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦАХ

Калинин А.А.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

NEUTRAL AND IONIZED CALCIUM IN THE SOLAR PROMINENCES

Kalinin A.A.

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

The integral intensities of the H, K Ca II, 422.7 nm Ca I and H ϵ H I lines are computed on the grid of the solar prominence models in the PRD (partial redistribution) and CRD (complete redistribution) assumptions. Computations show that CRD and PRD give very close results for full energies emitted in the lines. We compare our results with the observations of the E Shi Hui [10], they practically all correspond to the big gas pressure values. So new observations of the 422.7 nm line E(4227) are needed for the more weak objects to extract information about neutral calcium fraction in the prominences.

Моделирование спектров солнечных протуберанцев является сложной задачей теории переноса излучения, решение которой требует больших вычислительных ресурсов [1–3]. Необходимо решать уравнения стационарности (УС) для населенностей энергетических уровней рассматриваемых атомов совместно с уравнением переноса фотонов (УПИ). Обычно при этом применяется приближение полного перераспределения по частотам в элементарном акте рассеяния фотона на атоме (ППЧ). Начиная с работы [4], при анализе спектров протуберанцев используется частичное перераспределение по частотам (ЧПЧ) в элементарном акте рассеяния в так называемой стандартном приближении. Было показано, в частности, что оно улучшает согласие с наблюдениями для профилей лаймановской серии водорода. Стандартное ЧПЧ рутинно используется в программах prom4ca, prom7 французской группы Gouttebroze, Labrosse et al. В этих программах протуберанец моделируется плоским бесконечным слоем (геометрически одномерная задача). Учет ППЧ в многомерных задачах резко повышает трудоемкость вычислений, так что пока каталога моделей, подобного каталогу из работы [2] не создано.

Отметим также, что теория ЧПЧ не завершена. В работах [5, 6] приводятся доводы в пользу замены профиля коэффициента излучения в радиационных членах УС (но не в УПИ!) на профиль коэффициента поглощения, что сближает подходы ЧПЧ и ППЧ при решении задачи переноса. См. также [7].

Ранее в работе [8] было обращено внимание на необходимость согласования предположений (ЧПЧ или ППЧ) в расчетах спектров солнечных образований и таких же предположений при построении их МГД моделей.

В данной работе проведено моделирование спектра излучения солнечных протуберанцев в линиях H и K ионизованного кальция, бальмеровских линиях водорода и линии 422.7 нм нейтрального кальция в предположениях полного и частичного перераспределения. Использована модифицированная программа `rgm7` (см. [9]). Модель атома представлена на рис. 1. Варьировались 3 параметра: толщина плоского слоя протуберанца (200, 500, 1000, 2000 км), температура (4000–20000 °К с шагом 2000 °К) и полное газовое давление (0.001, 0.002, 0.005, 0.01, 0.02, 0.05, 0.1, 0.5, 1.0 дин/см²). Микротурбулентная скорость и высота над поверхностью Солнца принимались постоянными и равными 5 км/с и 10000 км соответственно. Каждая модель и ее спектр посчитана с ЧПЧ и ППЧ в линиях H и K Ca II. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися в литературе наблюдательными данными. Синяя часть оптического спектра протуберанцев изучалась в основном фотографически, так как с появлением ПЗС-матриц интерес переместился в красную часть, а в наши времена в ультрафиолет и рентген. Мы сравнивали наши теоретические спектры с данными Е Ши-хуэя [10], полученными в основном с помощью эшели, что обеспечивает одновременность съемки во всей оптической части спектра.

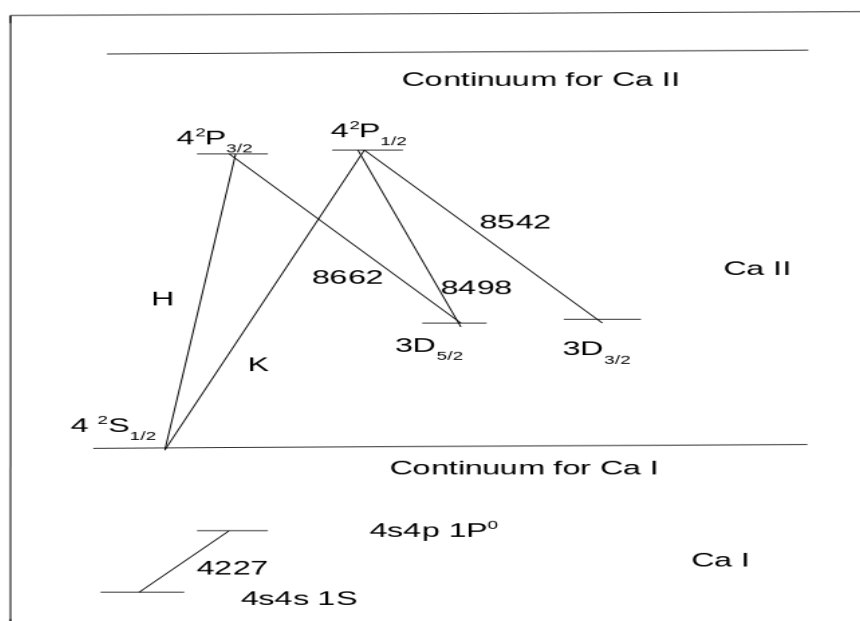


Рис. 1. Объединенная диаграмма энергетических уровней Ca I, Ca II и соответствующие радиационные переходы.

На рис. 2 дана рассчитанная по вышеизложенной методике зависимость логарифма полной интенсивности линии Ca I 422.7 нм от давления и температуры. Геометрическая толщина протуберанца 2000 км. На рис. 3 дано отношение $E(H)/E(H\epsilon)$. Результаты для ЧПЧ и ППЧ практически совпадают. Это связано с тем, что при стандартном ЧПЧ фактически перераспределение по частотам рассматривается в рамках двухуровневой модели,

и для полных энергий (эквивалентных ширин) эффект ППЧ будет выражен при больших оптических толщинах, достигаемых в линиях лаймановской серии водорода, но не в линиях кальция. При этом все наблюдения работы [10] попадают в область значений, соответствующих большим давлениям.

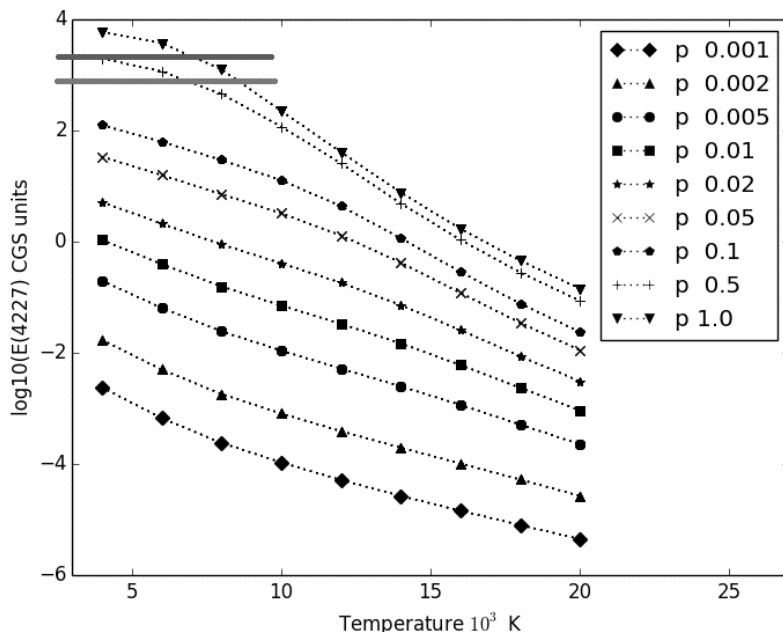


Рис. 2. Зависимость логарифма полной интенсивности линии Ca I 422.7 нм от давления и температуры. Геометрическая толщина протуберанца 2000 км. На врезке значения полного давления. Везде единицы CGS. Результаты совпадают с точностью 3% для ЧПЧ и ППЧ. Верхний отрезок – протуберанец 30.III.1959, нижний – 29.IV.1959.

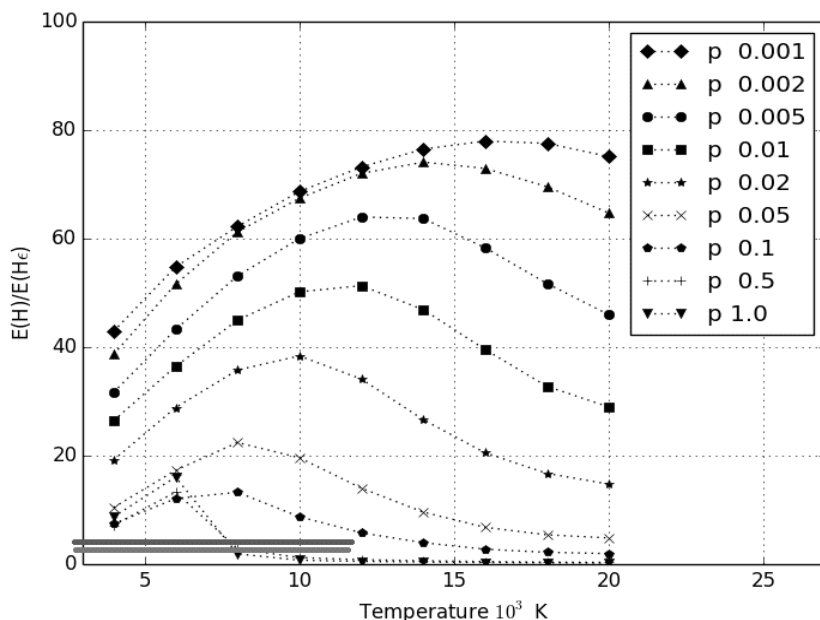


Рис. 3. Зависимость отношения $E(H)/E(H\epsilon)$ от давления и температуры. Геометрическая толщина протуберанца 2000 км. На врезке значения полного давления. Везде единицы CGS. Результаты совпадают с точностью 3% для ЧПЧ и ППЧ. Нижний отрезок – протуберанец 30.III.1959, верхний – 29.IV.1959.

Таким образом, при анализе полных энергий (но не профилей) в балмеровских линиях и линиях кальция достаточно использовать ППЧ. Для сравнения с расчетами и выяснения роли нейтральной фракции кальция в физике протуберанцев необходимы новые наблюдения линии 422.7 CaI, особенно в слабых протуберанцах.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ (базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7).

Литература

1. *Labrosse N., Heinzel P., Vial J. et al.* Physics of Solar Prominences: I – Spectral Diagnostics and Non-LTE Modelling // *Space Sci. Rev.*, 2010, v.151, pp. 243–232.
2. *Gouttebroze P., Heinzel P., Vial J.* The hydrogen spectrum of model prominences // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 1993, v. 99, pp. 513–543.
3. *Gouttebroze P., Heinzel P.* Calcium to hydrogen line ratios in solar prominences // *Astron. Astrophys.*, 2002, V. 385. P. 273–280.
4. *Heinzel P., Gouttebroze P., Vial J.* Formation of the hydrogen spectrum in quiescent prominences - One-dimensional models with standard partial redistribution // *Astron. Astrophys.*, 1987, v. 183, pp. 351–362.
5. *Hubeny I., Lites B.W.* Partial redistribution in multilevel atoms. I. Method and application to the solar hydrogen line formation // *Astrophys. J.*, 1995, v. 455, pp. 376–388.
6. *Cooper J., Hubeny I., Oxenius J.* On the line profile coefficient for stimulated emission // *Astron. Astrophys.*, v. 127, pp. 224–226.
7. *Hubeny I., Mihalas D.* Theory of stellar atmospheres. 2015, Princeton Univ. Press, 923 p.
8. *Ermolli I., Criscuoli S., Uitenbroek H. et al.* Radiative emission of solar features in the Ca II K line: comparison of measurements and models // *Astron. Astrophys.*, 2010, v. 523, A55, pp. 1–14.
9. *Калинин А.А.* Моделирование эмиссии протуберанца в линиях водорода, нейтрального и ионизованного кальция // *Солнечная и солнечно-земная физика 2016*, СПб, Пулковское, 10–14 октября, с. 141–144.
10. *Е Шу-хуэй.* Спектрофотометрическое исследование солнечных протуберанцев // *Известия КРАО*, 1961, т. XXV, с. 180–233.

ДОЛГОТНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ

Кальтман Т.И., Коржавин А.Н.
СПбф САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

LONGITUDINAL CHANGE IN THE CHARACTERISTICS OF MICROWAVE SOURCES EMISSION

Kaltman, T.I., Korzhavin A.N.
SPb branch of SAO RAS, St.-Petersburg, Russia

The direction of the radio emission of solar active regions affects its registration and the measuring of source size, of brightness temperature, and of effective height of emission. In the processing of one-dimensional scan of RATAN-600 the measurement of the brightness temperatures is especially strongly affected due to the projection of the size of the source. It is necessary to distinguish the dependence of the observed characteristics of the emission from the longitude of the source and effects associated with the evolution of the active region. There are two main mechanisms of thermal microwave radiation from solar active region: bremsstrahlung and cyclotron emission. Bremsstrahlung depends weakly on the angle between the magnetic field and direction of propagation. In contrary, cyclotron emission depends on this angle rather strong. In this work we present the calculations clarifying this relationship. For an active region with a dipole field and a simple model atmosphere we have calculated spectra of the full and polarized fluxes of microwave radiation for various positions of the source on the disk. The dependence of spectral-polarization characteristics on the magnitude and direction of the magnetic field have been investigated. Based on the analysis of these dependencies, some amendments to the methodology and interpretation of data are proposed.

Введение

Направленность радиоизлучения солнечных активных областей влияет на регистрацию излучения активной области, на измерение ее размера, яркостной температуры, степени поляризации и эффективной высоты излучения. Особенно сильно влияет изменение (из-за проекции) размеров источника при перемещении по диску Солнца на измерение яркостных температур при обработке одномерных сканов РАТАН-600 [1]. Необходимо различать зависимость наблюдаемых характеристик радиоизлучения от долготы источника и эффекты, связанные с эволюцией активной области. Два основных механизма теплового микроволнового излучения солнечной активной области – циклотронный и тормозной. Тормозное излучение слабо зависит от угла между магнитным полем и направлением распространения излучения. В данной работе проведены расчеты, уточняющие зависимость наблюдательных характеристик циклотронного излучения от гелиодолготы источника, предложены поправки к методике интерпретации данных.

Расчеты микроволнового излучения для различных долгот

Для пятенного источника с упрощенной моделью атмосферы и магнитного поля рассчитаны спектры микроволнового излучения для различных положений источника на диске. В расчетах использовалась дипольная аппроксимация магнитного поля и двухступенчатая модель атмосферы: в хромосфере температура 10 000 К, плотность 10^{12} на см^3 , в короне соответственно 2 000 000 К и 10^9 на см^3 , высота короны 2000 км. На рисунках ниже представлены расчеты, сделанные для следующих параметров дипольной модели магнитного поля: 2500 Гс на уровне фотосферы, глубина погружения диполя под фотосферу $2.5 \cdot 10^9$ см. Яркостная температура излучения T_b рассчитывалась интегрированием уравнения переноса излучения вдоль луча зрения от корональных высот до фотосферы через гирорезонансные слои пятенного источника; шаг интегрирования менялся таким образом, чтобы приращение оптической толщины не превышало на каждом шаге некоторой заданной малой величины. В расчетах использовались полные формулы [2] для коэффициентов циклотронного поглощения.

На рис. 1 показано изменение вклада в излучение отдельных гармоник со второй (2s) по четвертую (4s) вдоль диаметра пятна. Пятая гармоника показана формально – ее излучение не выходит в корону при данных условиях. Соотношение вкладов гармоник гирочастоты зависит, кроме длины волны и моды излучения, от электронной концентрации, температуры, магнитного поля, угла между силовыми линиями магнитного поля и направлением распространения излучения. Спектры наблюдаемых характеристик излучения для различных долгот показаны на рис. 2, степень поляризации – на рис. 3.

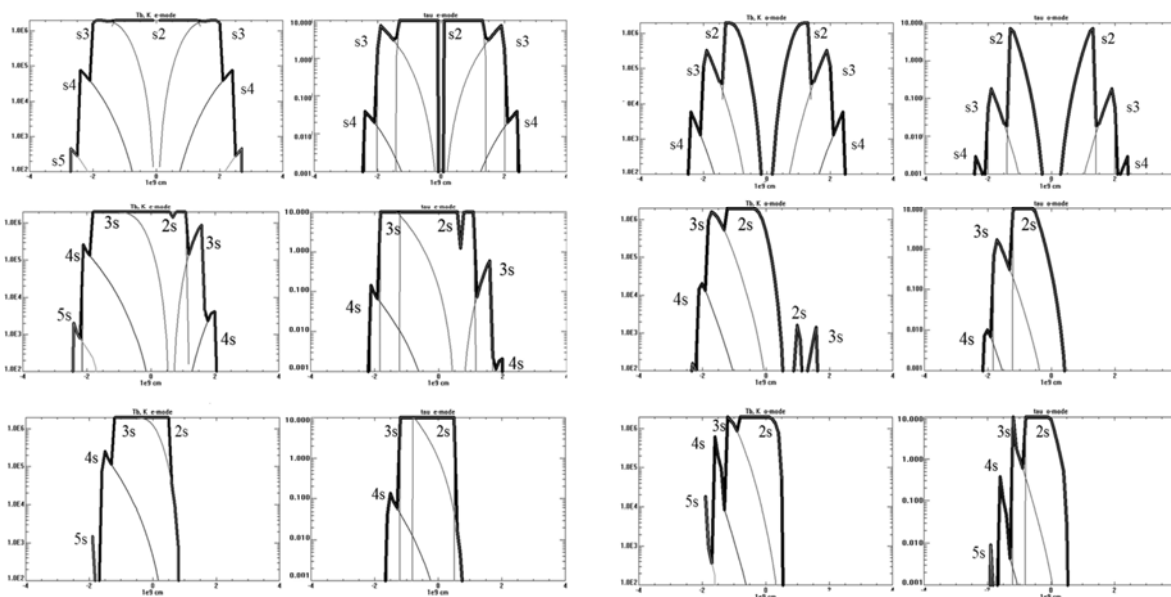


Рис. 1. Слева направо: яркостная температура и оптическая толщина для необыкновенной моды, далее то же для обыкновенной моды. Верхний ряд: положение источника в центре диска, средний ряд: долгота 30 градусов, нижний ряд: долгота 60 градусов. Длина волны 4 см.

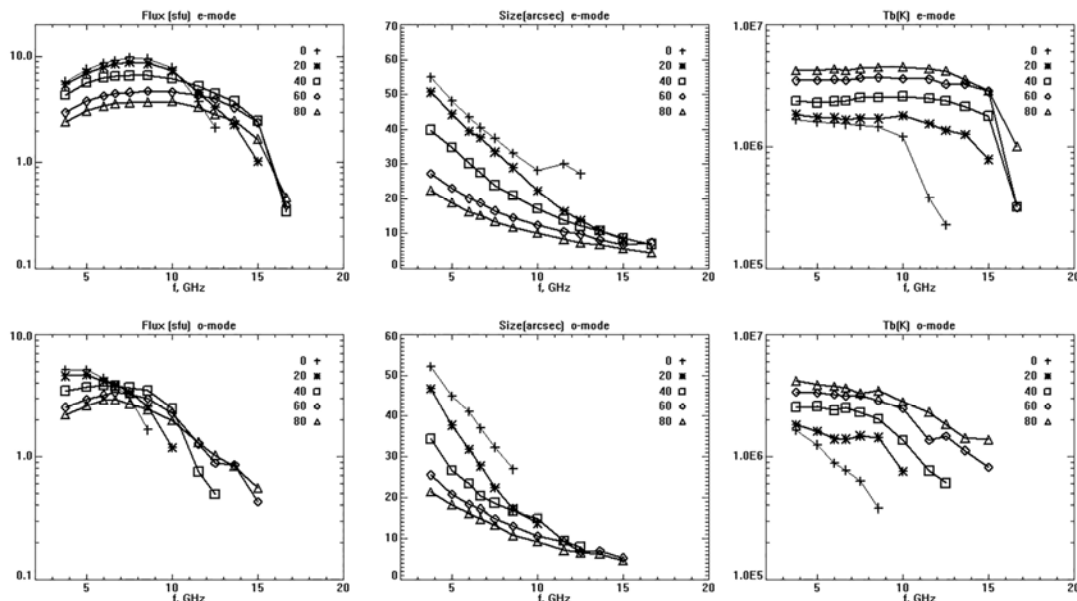


Рис. 2. Спектры наблюдаемых характеристик излучения для разных долгот: 0, 20, 40, 60 и 80 градусов. Показаны спектры потоков, размеров и яркостной температуры источника для обеих мод. *Верхний ряд* – для необыкновенной моды, *нижний ряд* – для обыкновенной.

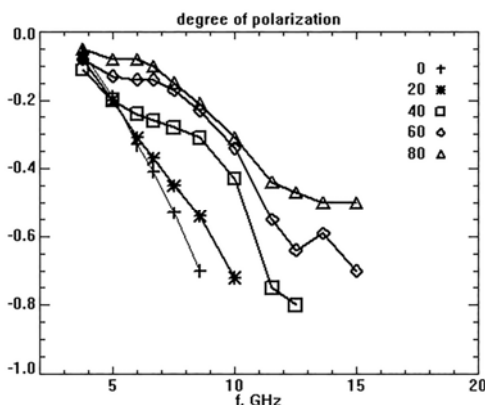


Рис. 3. Степень поляризации, рассчитанная для различных долгот.

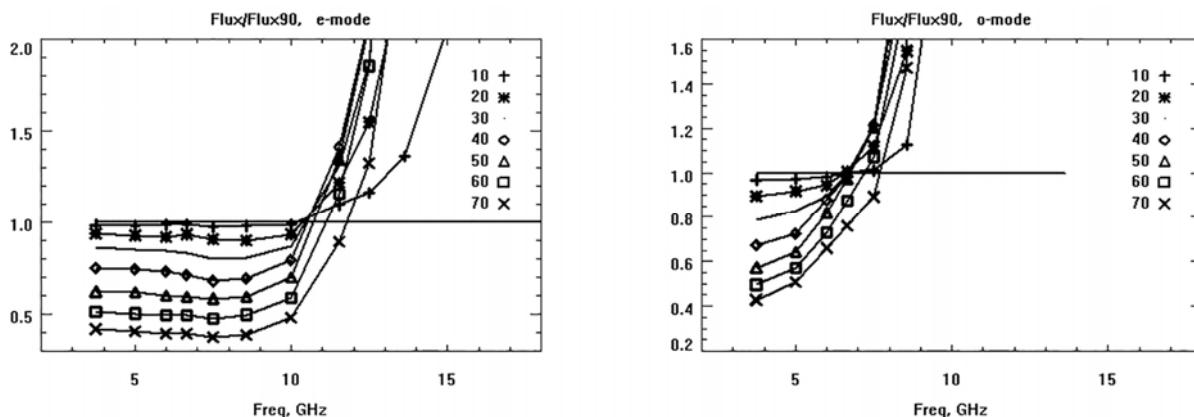


Рис. 4. Отношение спектров потока источника на различных долготах к потоку того же источника в центре диска. *Слева* – для необыкновенной моды, *справа* – для обыкновенной моды.

Расчеты показывают, что при перемещении пятенного источника от центра диска к лимбу наблюдательные характеристики изменяются, спектр потока уплощается, хотя физические условия генерации циклотронного излучения остаются неизменными в данной модели, а меняется только угол распространения излучения. На коротких волнах поток излучения возрастает при увеличении долготы. Этот эффект связан с увеличением оптической толщины, которая в этом диапазоне меньше единицы для положения источника в центре диска, и ее рост с увеличением долготы приводит к увеличению потока. Так как описанный эффект оказывает более сильное влияние на излучение обыкновенной моды, уменьшая ее широкое окно прозрачности (рис. 1), то степень поляризации излучения падает с увеличением долготы.

Для более длинных волн увеличивается размер гироуровней, находящихся в горячей корональной части атмосферы, оптическая толщина на большей части источника оказывается больше единицы даже при нулевой долготы. Рост оптической толщины (при значении $\gg 1$) с увеличением гелиодолготы источника не приводит к увеличению потока излучения, а решающим фактором уменьшения потока оказывается уменьшение размера источника в проекции на картинную плоскость.

Выводы

Моделирование микроволнового излучения циклотронного источника показало, что:

1) с увеличением гелиодолготы источника уменьшается его видимый размер из-за эффекта проекции, что приводит к увеличению его яркостной температуры при гаусс-обработке скана РАТАН-600;

2) спектр потока излучения и спектр яркостных температур уплощаются с увеличением гелиодолготы источника. Значения температур при этом значительно завышаются из-за уменьшения размера источника в проекции на картинную плоскость;

3) с увеличением гелиодолготы источника уменьшается степень поляризации.

Таким образом, необходимо различать зависимость наблюдаемых характеристик радиоизлучения от долготы источника и эффекты, связанные с эволюцией активной области. На основе анализа этих зависимостей необходимо вводить поправки к методике обработки и интерпретации данных.

Работа проводилась при финансовой поддержке программы Президиума РАН № 7 и базовой темы № 01201450617.

Литература

1. *Bogod, V.M.; Alesin, A.M.; Pervakov, A.A.* // *Astrophys. Bulletin*, 2011, V. 66, I. 2, pp. 205–214.
2. *Железняков В.В.* Излучение в астрофизической плазме. – М.: Янус-К, 1997.

ОСОБЕННОСТИ ЗВЁЗД, ГДЕ “KEPLER” ЗАРЕГИСТРИРОВАЛ СУПЕРВСПЫШКИ

Кацова М.М.¹, Низамов Б.А.^{1,2}

¹Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²Физический факультет, Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

PROPERTIES OF STARS WHERE “KEPLER” REGISTERED SUPERFLARES

Katsova M.M.¹, Nizamov B.A.^{1,2}

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

²Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

We discuss physical parameters of late-type stars where the Kepler mission registered superflares. It is shown that most of these stars with flare energies $E > 5 \times 10^{34}$ erg demonstrate a wide spread within a given spectral type and dispose somewhat aside from the main sequence. This reflects dependence of the flare activity on the stellar radius. The higher activity is typical for K stars. We analyse fundamental properties of stars where the largest flares with the total energies $E > 10^{35}$ erg occurred. First, among these objects there are rotationally variable single stars where optical variability is associated with starspots. Their radii exceed those theoretical values that they have to possess if they were situated on the main sequence. Second, such big flares demonstrate F and G subgiants including pulsating variables. Besides, these stars are members of detached and semi-detached eclipsing binaries, Algol-type systems etc. Thus, we conclude that flares with $E > 10^{35}$ erg are not registered on solar-type dwarf stars. This means that magnetic fields observed on these stars are able to provide the total flare energy not higher than $(2-3) \times 10^{34}$ erg. For explanation of the larger events, it is necessary to attract another regime of the dynamo theory. Note, that as a rule all solar-type stars with superflares rotate fast and are quite young objects.

1. Введение

До недавнего времени данные о вспышках на G-звездах главной последовательности (за исключением Солнца) практически отсутствовали. Только в 2012 г. появились результаты наблюдений с космического телескопа *Kepler*, проводившего мониторинг свыше 160 000 звёзд. В специальном исследовании G карликов [1, 2] представлены результаты обнаружения мощных вспышек с энергиями свыше 10^{33} эрг по наблюдениям почти 83 000 звёзд, где в течение 120 дней зарегистрировано 365 супервспышек на 148 звёздах солнечного типа. Основная миссия *Kepler* продолжалась с апреля 2009 г. по май 2013 г. Её архив содержит данные непрерывной фотометрии за этот период с временным разрешением 30 минут и 1 минута. Для поиска вспышек подходят ряды наблюдений с временным разрешением в 1 минуту, откуда были отобраны 1547 одиночных звёзд солнечного

типа с эффективной температурой в интервале $5300 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 6300 \text{ K}$ и гравитационным ускорением $\log g$ от 4.0 до 4.8 [3]. Лишь только на 23 звёздах солнечного типа обнаружено 187 вспышек с полной энергией от 2×10^{32} эрг до 8×10^{35} эрг. Частота появления вспышек зависит от периода осевого вращения этих звёзд. Чаще всего вспышки происходят на быстро вращающихся звёздах ($P_{\text{rot}} \leq 3\text{--}5$ дней). На звёздах, вращающихся с периодами $10 \leq P_{\text{rot}} < 20$ дней, частота вспышек примерно в 8 раз выше, чем у звёзд с периодами вращения более 20 дней. Так, вспышки с $E > 10^{33}$ эрг на медленно вращающихся звёздах в этих данных практически отсутствуют. Согласно [3], средняя частота появления вспышек на звёздах солнечного типа с полной энергией 10^{33} эрг – одно событие примерно в 70 лет, вспышка с энергией 10^{34} эрг произойдёт один раз примерно в 500 лет, а явление с полной энергией 10^{35} эрг – одно примерно за 4000 лет. При этом авторы [3] оценивают средний темп появления вспышки класса X100 на звезде, вращающейся с периодом 25 дней, как и Солнце, одно событие в 500–600 лет.

Следует отметить также, что большинство звёзд с супервспышками показывают значительную амплитуду переменности, связанную с вращением, что свидетельствует о том, что значительная доля поверхности занята комплексами активности – пятнами. Детальный анализ связи супервспышек с пятнами проведён в [4]. Естественно, что полная энергия супервспышек связана с длительностью явления. И наконец, лишь очень небольшая доля (только 0.2–0.3%) звёзд солнечного типа демонстрируют супервспышки.

Необходимо подчеркнуть, что из энергетических соображений существует предельное значение для полной энергии вспышек на современном Солнце 3×10^{32} эрг, а с учётом имеющихся данных о магнитных полях на молодых G-звездах главной последовательности (с P_{rot} около 10 суток и возрастом порядка 1 млрд лет) максимальная энергия супервспышки там не может превышать 10^{34} эрг [5, 6]. Только для этих явлений можно говорить о том, что их природа сходна с солнечной, когда происходит накопление свободной энергии в хромосфере и её последующее высвобождение в ходе нестационарного процесса. Поэтому для объяснения более мощных событий следует рассматривать иные механизмы, начав с более тщательного анализа звёзд, на которых обнаружены такие супер-вспышки.

2. На каких звёздах зарегистрированы супервспышки с $E > 10^{35}$ эрг?

Данные с разрешением в одну минуту наиболее подходят для изучения временных профилей вспышек, что необходимо для понимания их физической природы. Эти наблюдения имеются только для 4828 звёзд на протяжении нескольких месяцев. Первые указания на то, что существует сильная корреляция между энергией вспышек, светимостью и радиусом звезды, представлены в работе [7]. Там показано, что длительные вспышки происходят на звёздах с низкой гравитацией. Кроме этого, для трех за-

тменных двойных систем с большим количеством вспышек не выявлена связь между частотой вспышек и орбитальным периодом, что не поддерживает предположение о том, что вспышки у тесных двойных систем являются результатом взаимодействия магнитных полей компонентов.

В [7] также выделено 209 звёзд, на которых обнаружено 3140 вспышек. Среди этих объектов оказались не только одиночные звёзды, переменность которых обусловлена вращением, но и компоненты двойных систем, а также более горячие звёзды. Примеры нескольких супервспышек на кривых блеска двух затменных двойных систем приведены на рис. 1 и 2 по данным архива “Kepler”.

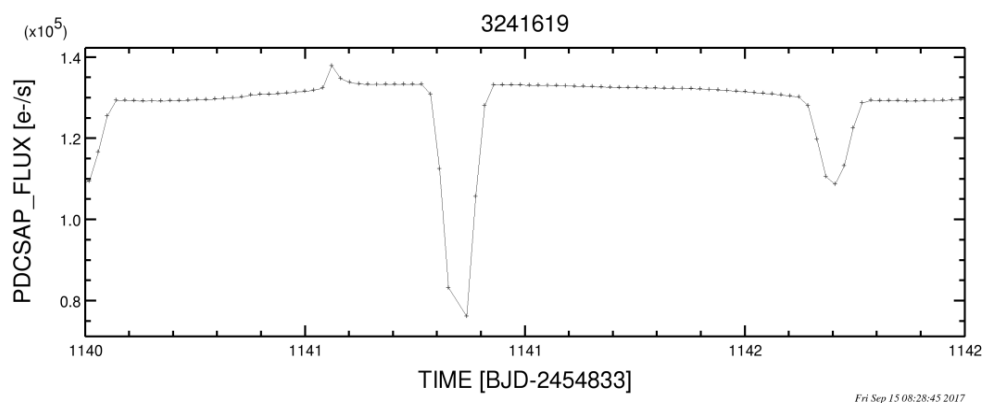


Рис. 1. Кривая блеска затменной двойной системы (типа EA) KIC 3241619. Вспышка около момента времени 1141.06 достигает энергии $E_{\text{flare}} = 1.75 \times 10^{35}$ эрг.

Для того чтобы понять, на каких звёздах происходят наиболее мощные явления, мы рассмотрели объекты, где по данным [7] обнаружены вспышки с энергиями от 10^{32} эрг до 3.7×10^{37} эрг. Рис. 3 даёт возможность представить фундаментальные параметры всего набора этих звёзд — эффективные температуры (T_{eff}) и гравитационное ускорение на их поверхности ($\log g$).

Из общего списка этих звёзд выбраны объекты, у которых зарегистрированы вспышки с полной энергией $> 10^{35}$ эрг, и долговременные изменения блеска обусловлены не только вращением, но и двойственностью. Среди них оказались 35 одиночных F и G звёзд, которые принято относить к солнечному типу, и 18 компонентов разделённых (EA) и полуразделённых (EB) затменных двойных систем.

Проанализируем более детально фундаментальные параметры звёзд, у которых обнаружены наиболее мощные вспышки с $E \geq 10^{35}$ эрг. Они составляют 25% полного набора звёзд, рассмотренного в [7]. Положения этих звёзд с наиболее мощными супервспышками относительно оставшихся 75% звёзд приведены на диаграмме $\log g - T_{\text{eff}}$ (рис. 4). Там же представлены зависимости эффективной температуры и гравитационного ускорения для звёзд главной последовательности (класс светимости V) и ветви

субгигантов (класс светимости IV), полученные по эволюционным трекам на основе [8].

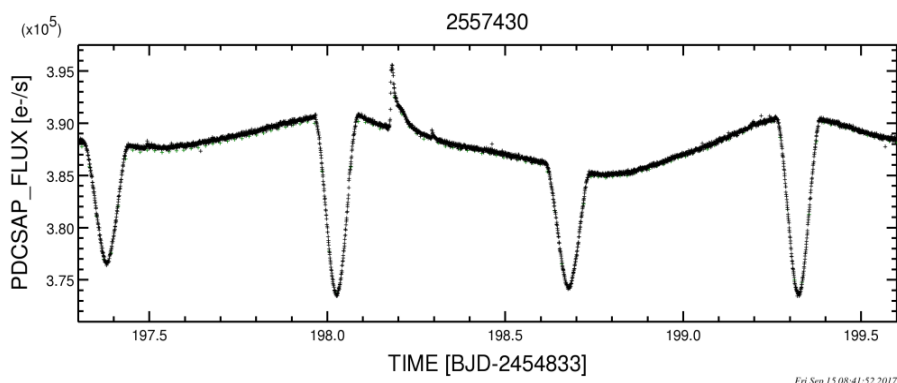


Рис. 2а. Кривая блеска затменной двойной системы (типа EA) KIC 2557430.

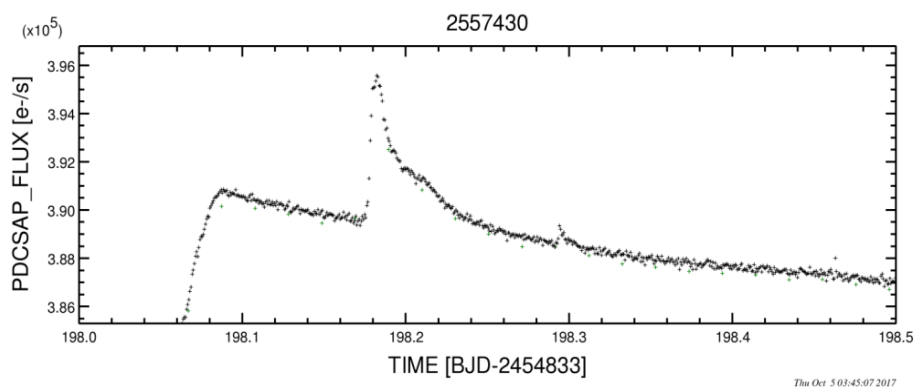


Рис. 2б. Увеличенный фрагмент кривой блеска, представленной на рис. 2а, в области двух вспышек. Энергия вспышки 1, произошедшей в момент времени 198.18 оценивается величиной $E_{\text{flare}} = 8.38 \times 10^{35}$ эрг. Вспышка 2 вблизи момента 198.3 имеет энергию $E_{\text{flare}} = 2.36 \times 10^{34}$ эрг.

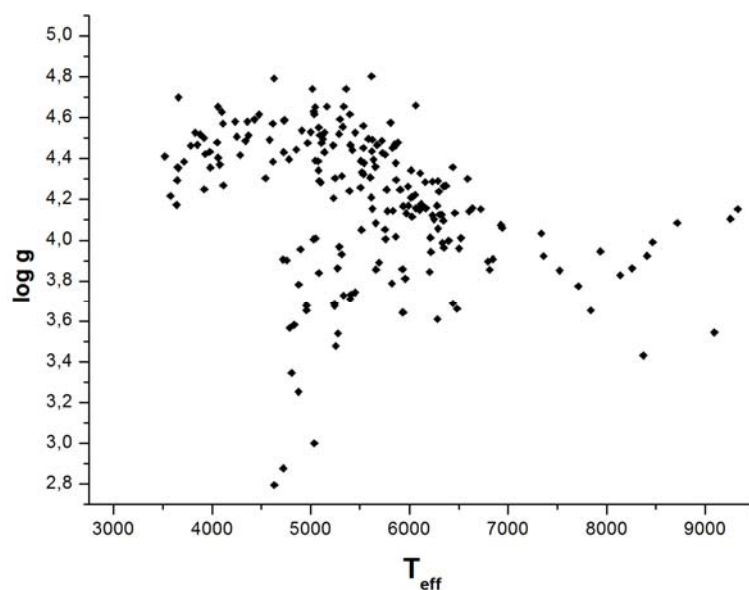


Рис. 3.

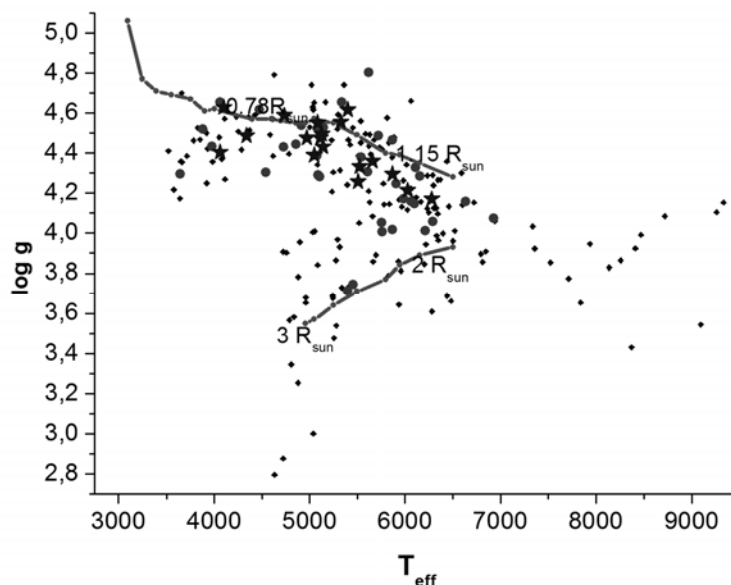


Рис. 4. Диаграмма $\log g - T_{\text{eff}}$ для одиночных звёзд «солнечного» типа (точки), разделённых (ЕА) и полуразделённых (ЕВ) затменных двойных систем (звёздочки) с энергией супервспышек $> 10^{35}$ эрг на фоне остальных 156 звёзд с более слабыми вспышками по данным [7] (маленькие ромбы). Верхняя сплошная линия соответствует параметрам звёзд главной последовательности, нижняя – субгигантов по [8].

Рис. 4 демонстрирует, что, как правило, звёзды с наиболее мощными супервспышками располагаются в области между двумя линиями, описывающими главную последовательность и субгиганты. Более значительный

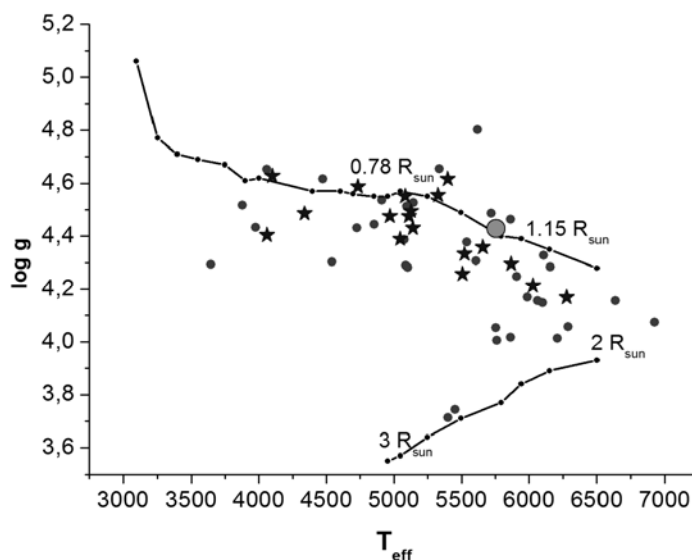


Рис. 5. Положение звёзд с супервспышками с $E > 10^{35}$ эрг на диаграмме $\log g - T_{\text{eff}}$. Обозначения такие же, как на рис. 4. Серый кружок соответствует положению Солнца.

разброс характерен для звёзд, которые до сих пор принято относить к «солнечному типу». Однако из этого рисунка и рис. 5 ясно, что их сходство с Солнцем весьма относительное, поскольку они отличаются от него более низким гравитационным ускорением, а, следовательно, большими

радиусами, и также эффективными температурами. Некоторые из этих одиночных звёзд являются субгигантами и даже гигантами. Там большие масштабы активных областей и петель способствуют большей длительности вспышек, а значит и большей полной энергии. Отмечено также, что близ этих звёзд отсутствуют «горячие юпитеры».

В несколько меньшей степени отличия от параметров главной последовательности характерны для звёзд в составе затменных двойных систем, вращательные и орбитальные периоды которых (от долей суток до нескольких десятков дней) синхронизованы в разной степени. Среди этих двойных звёзды типа W UMa, RS CVn, β Lyr и Алголи. В [7] на примере трёх затменных систем с разными комбинациями компонентов было проверено, не связано ли появление вспышек с фазами орбитального периода. Показано отсутствие зависимости вспышечной активности от орбитальной фазы, а это определённо свидетельствует о том, что вспышки происходят на звезде, а не в пространстве между компонентами.

3. Заключение

Таким образом, звёзды с мощными супервспышками с $E \geq 10^{35}$ эрг либо имеют радиусы, больше солнечного, либо являются компонентами двойных систем. Природа таких явлений должна существенно отличаться от солнечной, поскольку наблюдаемые на G-звёздах солнечного типа магнитные поля способны обеспечивать вспышки с полной энергией не выше 2×10^{34} эрг. При этом заметим, что все рассматриваемые звёзды солнечного типа с супервспышками вращаются быстро и являются достаточно молодыми объектами. Для объяснения более мощных явлений необходимо привлечь другой источник энергии или иной режим теории динамо.

Литература

1. H. Maehara, T. Shibayama, S. Notsu, et al. 2012, Nature, **485**, 478.
2. T. Shibayama, H. Maehara, S. Notsu, et al. 2013, Astrophys.J.Suppl, **209**, 5.
3. H. Maehara, T. Shibayama, Y. Notsu, et al. 2015, Earth, Planet, and Space, **67**, 59.
4. H. Maehara, Y. Notsu, S. Notsu, et al. 2017, PASJ, **69**, 41.
5. M.A. Livshits, G.V. Rudenko, M.M. Katsova, I.I. Myshyakov, 2015, Adv. Space Res. **55**(3), 920.
6. M.M. Katsova, M.A. Livshits, 2015, Solar Phys. **290**, 3663.
7. L. Balona, 2015, MNRAS, **447**, 2714.
8. V. Straižys, G. Kuriliene, 1981, Astrophys. Space Sci. **80**, 353.

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В ПРОТУБЕРАНЦАХ

Ким И.С., Алексеева И.В.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

Email: iraida.kim@gmail.com

OBSERVATIONAL EVIDENCES OF ELECTRIC CURRENTS IN PROMINENCES

Kim I. S., Alexeeva I.V.

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

Determinations of magnetic field strength in prominences are revised to reveal a tendency for increasing the typical field strengths. An opportunity to obtain indirect information on electric currents in prominences is indicated and is based on the use of 2D distributions of the linear polarization parameters of the continuum of prominence free electrons, in particular, the sign of the polarization angle.

1. Введение

Природа протуберанцев определяется структурой магнитного поля (МП) и, соответственно, электрических токов. До настоящего времени измерения МП в протуберанцах проводятся эпизодически. Фактор, осложняющий диагностику “слабых” магнитных полей вблизи лимба Солнца, это шум, обусловленный фоном неба I_{sky} , инструментальным фоном I_{stray} и излучением коронального континуума I_{cont} [Kim et al. 2013]. Известные методы определения величины МП (B) в протуберанцах основаны на поляриметрических измерениях.

- ✓ Анализ эффекта Зеемана, точнее I и V параметров Стокса. Недостаток метода – регистрация только продольной (параллельной поверхности Солнца – $B_{//}$) составляющей МП.
- ✓ Анализ эффекта Ханле (I , Q , U параметров Стокса). Предполагается известным механизм излучения, метод работает с высот $h > 15''$ и $B < 30$ Гс. При определенных обстоятельствах можно определить вектор поля.
- ✓ Анализ радиоизлучения в см диапазоне предполагает известным механизм излучения. Остается неопределенность по высоте.

В данной работе мы проанализировали определение величины магнитного поля в протуберанцах, отметив тенденцию к увеличению характерных значений B , и показали возможность получения информации об электрических токах в протуберанцах по измерениям линейной поляризации.

2. Определение величины магнитного поля в протуберанцах

Основное преимущество *анализа эффекта Зеемана* – возможность “приблизиться” к лимбу Солнца. Рис. 1а иллюстрирует шумы при измере-

нии $B_{||}$ в выбросе на $h = 9''$ 19.07.1984 г. на магнитографе Г.М. Никольского [Степанов, 1989]. Сверху вниз: $H\alpha$ -фильтрограмма (черное пятно – диафрагма магнитографа диаметром $8''$, черный треугольник-стрелка – проекция оптической оси системы в плоскости неба); V профиль; I профиль шириной (FWHM) 0.1 нм ; низкая П-образная запись в основании – запись лучевой скорости, соответствующей «голубому» смещению (направлению от наблюдателя) 6 км/с . Записи I , V профилей и лучевой скорости проводились с заранее задаваемыми смещениями для устранения перекрытий при регистрации. $B_{||}$ соответствует $20 \pm 5 \text{ Гс}$. Характерные значения $B_{||}$ для спокойных (QP), активированных QP, волокон активных областей (ARF) [Alexeeva and Kim, 2013], выбросов и после-вспышечных петель (PFL) по измерениям на магнитографе Г.М. Никольского приведены ниже.

- ✓ QP: $B_{||} = 0\text{--}40 \text{ Гс}$, максимум на гистограмме $5\text{--}15 \text{ Гс}$.
- ✓ Активированные QP: $B_{||} = 5\text{--}60 \text{ Гс}$, максимумы на $10\text{--}15 \text{ Гс}$, $25\text{--}35 \text{ Гс}$ и $45\text{--}50 \text{ Гс}$.
- ✓ ARF: $B_{||} = 10\text{--}45 \text{ Гс}$, максимумы на $10\text{--}15 \text{ Гс}$ и 30 Гс .
- ✓ Выбросы и PFL: $B_{||} = 20\text{--}40 \text{ Гс}$

Эти значения, соответствующие нижней границе фактического МП, превышают значения, определяемые из анализа эффекта Ханле.

Анализ эффекта Ханле дает меньшие значения B , возможно, в силу наблюдательной селекции и ограничений метода. Для QP $B = 8\text{--}10 \text{ Гс}$, для ARF $B = 15\text{--}20 \text{ Гс}$ [Bommier et al., 1994]. Отметим тенденцию к увеличению определяемых значений B до $60\text{--}80 \text{ Гс}$ согласно более поздним измерениям четырех параметров Стокса [Casini et al., 2003].

Анализ радиоизлучения вершины NS протуберанца в см диапазоне во время полного солнечного затмения (ПСЗ) дает поля $100\text{--}500 \text{ Гс}$ [Голубчина и др., 2008].

Таким образом, даже вопрос о величине магнитного поля в протуберанцах остается дискуссионным. Открытым остается вопрос о полярности МП. Магнитные конфигурации прямой и инверсной полярности различаются направлениями и относительной величиной электрических токов (см. обзор в работе Филиппова и Дена [2000]). Решение обратной магнитостатической задачи предложено Соловьевым [2010], когда давление, плотность и температура плазмы в волокне определяется по заданной структуре магнитного поля (для равновесия протуберанца внешнего магнитного поля не требуется, полный продольный ток равен нулю).

3. Фильтровая линейная поляриметрия во время ПСЗ

Информацию об электрических токах в протуберанцах можно получить из наблюдений томсоновского рассеяния фотосферного континуума свободными электронами в протуберанцах. Нам известны лишь две работы о наблюдениях томсоновского рассеянии свободных электронов в протубе-

ранцах [Кучми и Никольский, 1981; Jejcic and Heinzel, 2009]. Сложность таких измерений заключается в разделении излучений континуумов протуберанца и короны. Достоверная возможность разделения заключается, на наш взгляд, в использовании измерений линейной поляризации. Вблизи лимба степень линейной поляризации $p = 15\text{--}18\%$ и $1\text{--}8\%$ для красного коронального континуума и $H\alpha$ излучения протуберанцев соответственно. Углы линейной поляризации $\chi = 0\text{--}3^\circ$ для короны и $6\text{--}30^\circ$ для протуберанцев. Эти ограничения на p и χ были введены в программное обеспечение.

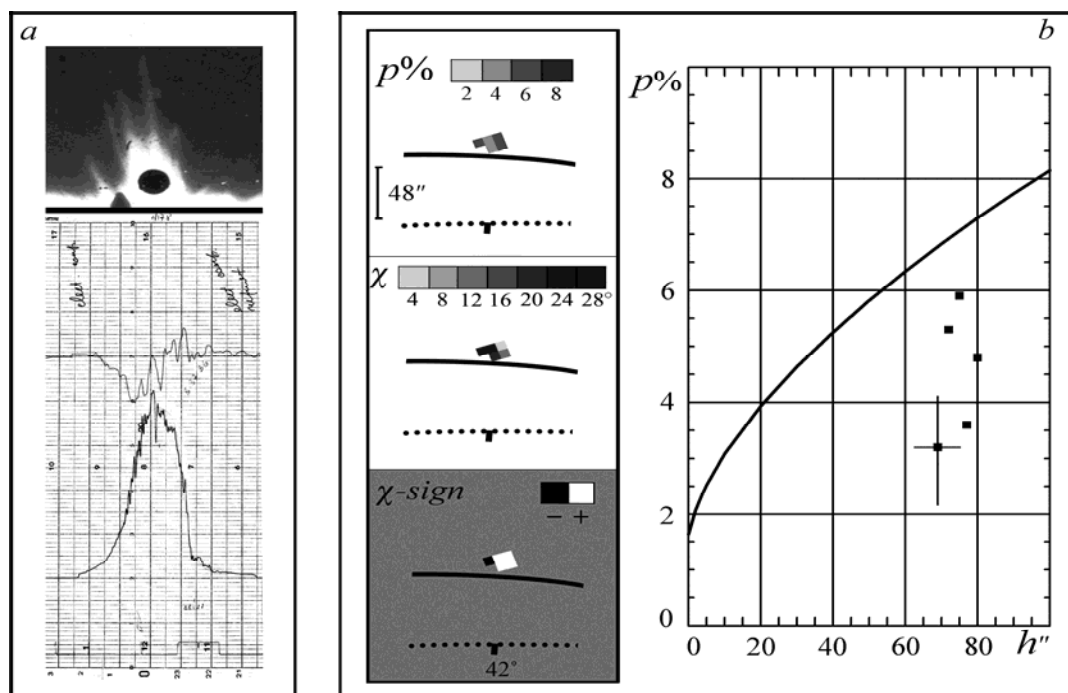


Рис. 1.

Во время ПСЗ Луна, внешний затмевающий “диск”, находится на бесконечности, вклад шумов минимален [Kim et al., 2017]. Поляризационные filmy, полученные во время ПСЗ 29.03.2006 г. в Турции через красный фильтр (FWHM = 40 nm, $\lambda_{max} = 637$ nm), пропускающий излучение в линии $H\alpha$, были использованы для построения 2D распределений p , χ и знака χ (рис. 1b, левая панель) для верхушки NE-протуберанца (5 пикселей на высотах $70\text{--}80''$), наблюдавшейся в см диапазоне [Голубчина и др., 2008]. Показаны шкалы, лимбы Луны (черный контур) и Солнца (пунктир), позиционный угол. Поляризационное “разрешение” составляет $[8'' \times 8'']$. Правая часть рис. 1b иллюстрирует достоверность наших p -измерений. Сплошная линия – теоретическая зависимость p от h в отсутствие магнитного поля, рассчитанная нами по уравнениям Занстра [Zanstra, 1950]. Локализация точек под расчетной кривой объясняется деполяризующим эффектом продольного магнитного поля, т.е. эффектом Ханле. Применив методику, использованную ранее [Alexeeva et al., 2002], получим $B_{\parallel} = 0\text{--}28$ Гс.

“Знак χ -распределение” представлено в нижней части правой панели. Напомним об отсутствии аналогичных распределений других авторов. Отклонения плоскости линейной поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления по часовой стрелке показаны белым цветом и обозначены знаком “+”, отклонения против часовой стрелки – черным цветом и знаком “-”. Можно отметить преимущественную “+” полярность и 1 достоверный пиксел с “-” полярностью, соответствующий протуберанцу, так как $\chi = 24^\circ$. Томсоновское рассеяние на свободных покоящихся электронах соответствует серому цвету. В рамках рассеяния на одном движущемся электроны, когда появляются $\chi \neq 0$ [Molodensky, 1973], полученное “знак χ -распределение” можно объяснить существованием упорядоченных потоков свободных электронов (электрических токов), параллельных поверхности Солнца и направленных противоположно друг другу. Различие в величине МП по наблюдениям в оптике и радиодиапазоне, возможно, объясняется наличием электрических токов, которые следует учитывать при обработке наблюдений в радиодиапазоне.

Заключение

Ретроспективный анализ определений величины МП в протуберанцах выявил тенденцию к увеличению характерных значений МП. Показана возможность получения информации об электрических токах из 2D распределений знака угла линейной поляризации излучения свободных электронов протуберанцев в континууме.

Литература

1. Голубчина О.А. 2008, *Астрофиз. бюллетень*, **63**, № 1, 36–44.
2. Степанов А.И. 1989, *Кандидатская диссертация*, ИЗМИРАН.
3. Соловьев А.А. 2010, *АЖ*, **87**, 93.
4. Филиппов Б.П., Ден О.Г. 2000, *ПАЖ*, **26**, 384.
5. Кучми С., Никольский Г.М., 1981, *ПАЖ*, **7** (2), 102.
6. Alexeeva I.V., Bougaenko O.I., Kim I.S., Popov V.V., and Seleznev D.A. 2002. *ESA SP-505*. P. 325–328.
7. Alexeeva I.V. and Kim I.S. 2014, *Proceedings IAU Symposium No. 300*, 361.
8. Bommier, V., Landi Degl'innocenti, E., Leroy, J.-L. et al. 1994, *Solar Phys.*, **154**, 231.
9. Casini R., Lopez-Ariste A., Tomczyk S., and Lites B.W. 2003, *ApJ*, **598**, L67.
10. Jejcic S. and P. Heinzel 2009, *Solar Phys.*, **254**, 89.
11. Kim I.S., Alexeeva I.V., Bugaenko O.I., Popov V.V., Suyunova E.Z., 2013, *Solar Phys.*, **288**, 651.
12. Kim I.S., Nasonova L.P., Lisin D.V., Popov V.V., Krusanova N.L. 2017, *JGR: Space Phys.*, **122**, v. 2, 92.
13. Molodensky, M.M. 1973, *Sol. Phys.*, **28**, 465.
14. Zanstra, H. 1950, *MNRAS*, **110**, 491.

МЕЖПОЛУШАРНЫЕ РАЗЛИЧИЯ ФРАКТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИКЛИЧНОСТИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Киселев Б.В.

Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН
kiselev_bv@mail.ru

DIFFERENCES IN THE FRACTAL CHARACTERISTICS OF THE CYCLICITY OF SOLAR ACTIVITY BETWEEN THE HEMISPHERES

Kiselev B.V.

SPbF IZMIRAN, St. Petersburg

Spectral and fractal analyses of sunspot-area time series were done. It was shown that 11-year cycle is sustainable, softly modulated, quasi-harmonic process with long-periodic trends, distorted by short-periodic noise. Differences in fractal characteristics of hemispheres are defined by differences in fractal characteristics of short-periodic noise in range shorter than 7 years.

В работе [1] при анализе динамики солнечной активности (число солнечных пятен и площади пятен) было показано, что индексы активности обладают фрактальными свойствами с показателем Харста $H = 0.83–0.93$. Представляется интересным рассмотреть различия фрактальных характеристик между полушариями и в разных диапазонах спектра.

Проведен спектральный анализ (метод максимальной энтропии) рядов площадей солнечных пятен для северного и южного полушарий Солнца (1874–2016). Спектры представлены на рис. 1, а – для северного полушария и б – для южного полушария. Как видно из формы спектров, интенсивность на основной одиннадцатилетней гармонике как минимум на два порядка превышает интенсивность сигнала как ниже, так и выше основной гармонике. Отношение между интенсивностью основной одиннадцатилетней гармонике и интенсивностью остальных гармоник для северного полушария в 1.5 раза выше, чем для южного полушария. На рис. 1 буквами и стрелками отмечены диапазоны периодов, для которых проведено восстановление сигнала: А – диапазон 2 месяца – 7 лет, Б – диапазон 7–17 лет, В – 17–170 лет, Г – 57–170 лет. Результаты реконструкции представлены на рис. 2. В диапазоне 2 месяца – 7 лет сигналы представляют собой шум. В диапазоне 11-летнего цикла (7–17 лет) имеем квазигармонические сигналы, которые, в принципе, изменяются синхронно. Фазовый сдвиг не превышает восьми месяцев. В диапазоне 17–170 лет прослеживается неустойчивая периодичность 30–35 лет (оценено по максимумам) и фазовые сдвиги по максимумам от 2 до 5 лет. На рисунке также прослеживается более длиннопериодная компонента. На рис. 2г. в диапазоне 57–170 лет наблю-

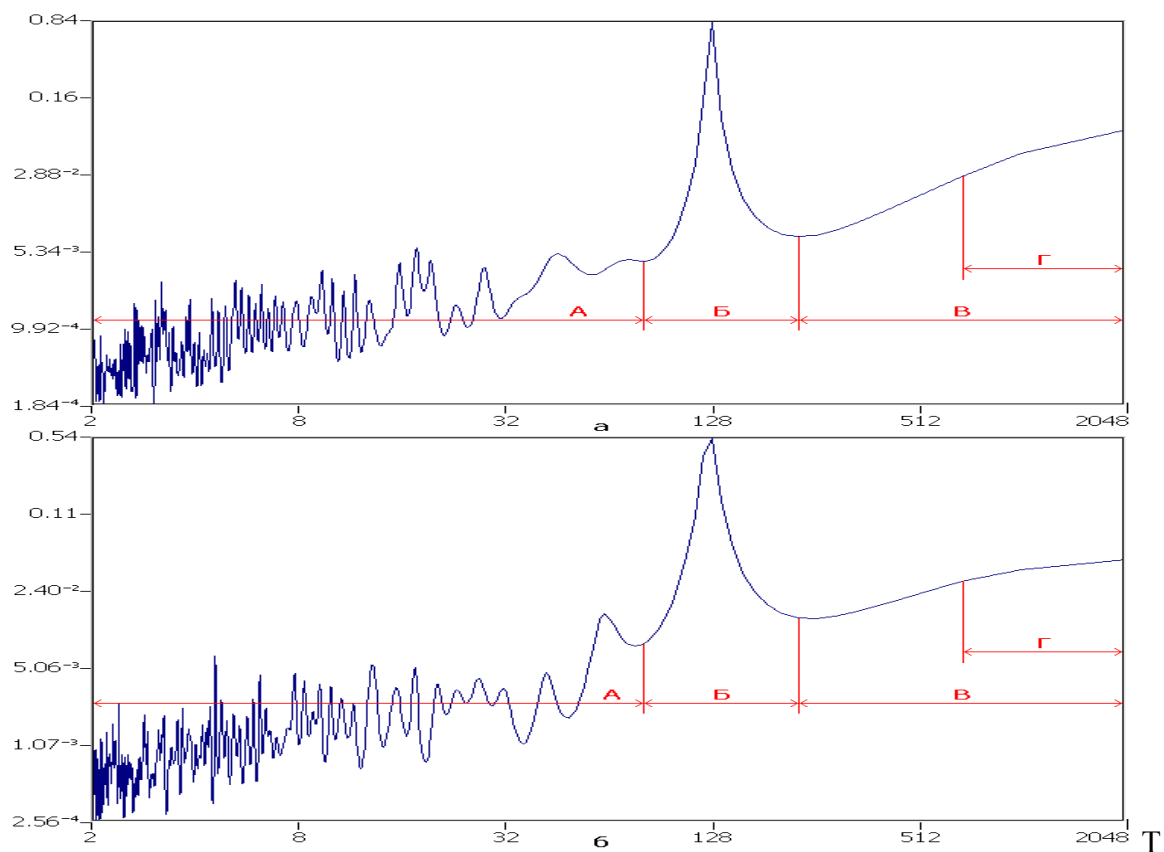


Рис. 1. Спектры мощности в логарифмических координатах :
а – северное полушарие, **б** – южное полушарие. T – период в месяцах.

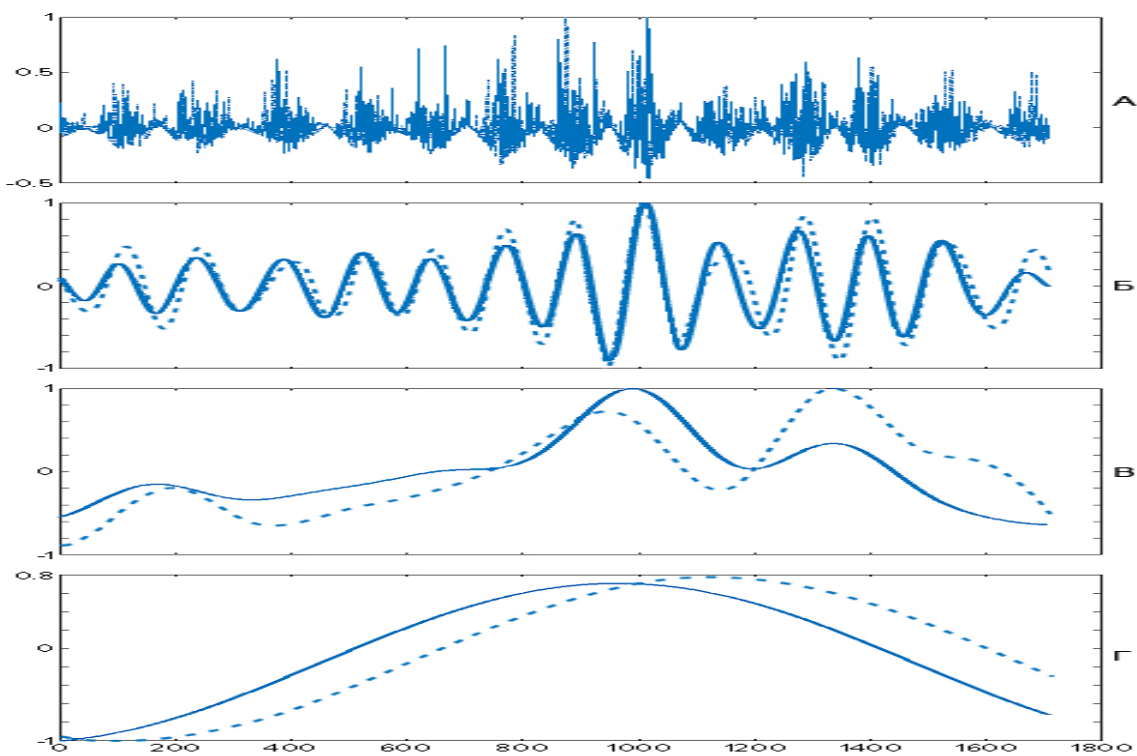


Рис. 2. Вид сигнала в диапазонах: **А**: 2 месяца – 7 лет; **Б**: 7–17 лет; **В**: 17–170 лет; **Г**: 57–170 лет. Сплошная линия – северное полушарие, прерывистая – южное. Сигнал нормировался на свое максимальное значение.

даются длиннопериодные тренды, сдвинутые относительно друг друга примерно на 5 лет. Период можно оценить в 170 лет. Таким образом, исходный сигнал можно рассматривать как квазигармонический процесс с устойчивым периодом 11 лет с наложением низкочастотного шума и длиннопериодных трендов.

В связи с полученными результатами возникает вопрос, что собой представляют низкочастотный шум и длиннопериодные тренды. С этой целью в таблице приведены оценки показателя Харста (H) методом нормированного размаха (R/S -анализ) [1, 2]. В таблицу добавлены оценки H для реконструированных сигналов в диапазоне 2 месяца – 3.5 года. Как видно из таблицы, оценки H для реконструированных сигналов в диапазонах более 7 лет (строки 4, 5, 6) тривиальны, процессы абсолютно трендоустойчивы. Оценки показателя Харста одинаковы и между полушариями и между диапазонами. Можно говорить о наличии непериодических циклов, долговременной памяти.

Таблица. Оценка показателя Харста (H) методом нормированного размаха (R/S-анализ) для фильтрованных сигналов по полушариям

		N	S
1	Исходные ряды площади солнечных пятен	0.82	0.76
2	Фильтрованный сигнал в диапазоне 2 мес. – 3.5 года	0.62	0.42
3	Фильтрованный сигнал в диапазоне 2–7 лет	0.76	0.5
4	Фильтрованный сигнал в диапазоне 7–17 лет	1.0 0.02 горизонтальная часть R/S-графика	1.0 0.02 горизонтальная часть R/S-графика
5	Фильтрованный сигнал в диапазоне 17–170 лет	1.0	1.0
6	Фильтрованный сигнал в диапазоне 50–170 лет	1.0	1.0

Оценки показателя Харста (H) в диапазоне менее 7 лет различны по полушариям, причем для южного полушария значения (0.42; 0.5) меньше чем для северного и попадают в диапазон процессов с перемежаемостью (0.42) или отсутствием памяти (0.5). Для северного полушария значения показателя Харста (0.62; 0.76) попадают в диапазон слабо устойчивых процессов. То, что H для интервала 2 месяца – 7 лет больше, чем H для интервала 2 месяца – 3.5 года, может зависеть от присутствия слабой, но регулярной гармоникой на периоде 5–6 лет. Но это не влияет на вид функции распределения. На рис. 3 приведены распределения модуля приращений фильтрованных сигналов в диапазоне 2 месяца – 7 лет. Четко проявляется

степенная зависимость. Для диапазона 2 месяца – 3.5 года результат аналогичен.

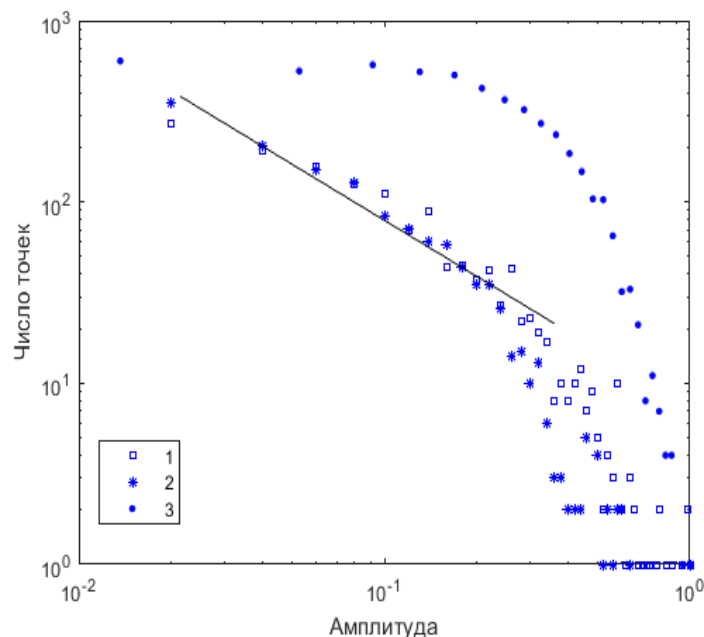


Рис. 3. Распределение модуля приращений фильтрованных сигналов в диапазоне 2 месяца – 7 лет: 1 – южное полушарие, 2 – северное полушарие, 3 – нормальное распределение. Прямая подчеркивает степенную зависимость.

Выводы

1. 11 летний цикл – это устойчивый слабо модулированный квазигармонический процесс, который искажен короткопериодным шумом со степенной зависимостью и длиннопериодными трендами

2. Межполушарные различия во фрактальных характеристиках определяются различиями во фрактальных характеристиках низкочастотного шума в диапазоне 2 месяца – 7 лет.

3. Значения показателя Харста $H = 1,0$ для фильтрованных сигналов в диапазонах более 17 лет может говорить об устойчивых трендах и непериодических циклах.

Литература

1. *Киселев Б.В.* Хаотичность и детерминизм в динамике солнечной и геомагнитной активности / Солнечная и солнечно-земная физика – 2015. СПб, Пулковое 5–9 сентября, с. 209–212. 2015.
2. *Федер Е.* Фракталы. – М.: Мир. 260 с. 1991.

**ЭКСПЕРИМЕНТ ПО КВАЗИОПТИЧЕСКОЙ РЕГИСТРАЦИИ
ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА
В САЯНСКОЙ СОЛНЕЧНОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ИСЗФ СО РАН**

Клочек Н.В., Машнич Г.П., Никонова М.В.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
mashnich@iszf.irk.ru*

**EXPERIMENT ON QUASI-OPTICAL RECORDING OF SOLAR
TERAHERTZ RADIATION AT THE SAYAN SOLAR OBSERVATORY
OF ISTP SB RAS**

Klochek N.V., Mashnich G.P., Nikonova M.V.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia, mashnich@iszf.irk.ru

We present preliminary results on recording of solar terahertz (THz) radiation using electroluminescence. The experiment was carried out at the Sayan Solar Observatory of ISTP SB RAS (the altitude is 2000 m) at the Horizontal Solar Telescope. Comparison of solar images in THz-emission and SDO/171 Å reveal structures with similar space-time evolution.

Одним из первых на существование «неисследованной» области спектра с длинами волн 3–0.06 мм указывал русский ученый П.Н. Лебедев [1]. В 1903 г. французские ученые Blondlo, Шерпантье, Саньяк и др., занимаясь изучением воздействия излучения рентгеновской трубки на различные материалы, открыли неизвестные «N-лучи», которые вскоре были обнаружены также в солнечном свете. В качестве индикатора воздействия излучения обычно использовался люминофор из сульфида кальция (CaS) [2]. Люминофор предварительно возбуждался вспышкой магния или ярким солнечным светом. Это излучение обладало свойствами отражения, преломления и поляризации, проходило через алюминий, водно-солевой раствор, каучук, сухие дерево и бумагу, но не пропускалось чистой водой. Используя формулы дифракции Френеля, Blondlo и потом Саньяк определили длину волны этого излучения $\lambda \sim 0.2$ мм. Формально в настоящее время спектральным терагерцовым (ТГц) диапазоном принято считать область длин волн света 3 мм – 30 мкм (0.1–10 ТГц). К сожалению, многие публикации о первых исследованиях в этом спектральном диапазоне электромагнитных волн забыты и труднодоступны. Особое внимание исследователи уделили взаимодействию биологических объектов с N-излучением. Эти необычные свойства в настоящее время уже достаточно хорошо изучены и нашли применение в интересах медицины, биологии, экологии и безопасности. Определённую роль в успехе этих исследований сыграл первый источник ТГц-излучения – «пастовый генератор», конструкция которого была разработана и осуществлена в 1923 г. русским физиком А.А. Глаголевой-Аркадьевой. Значительная часть ТГц-диапазона, прихо-

дящего к Земле из космоса, поглощается парами воды, однако при некоторых условиях для него существуют окна прозрачности. В работе [3] представлены наблюдения астроклимата в диапазонах 3 и 2 мм, проведённых в Узбекистане, Восточных Саянах и в Саянской солнечной обсерватории (ССО ИСЗФ СО РАН, высота 2100 м над уровнем моря) близ поселка Монды в республике Бурятия. Авторы пришли к выводу, что наибольший выигрыш по прозрачности атмосферы в ТГц-диапазоне обеспечивает высота, а не климатические условия. Создание новых телескопов позволило зарегистрировать мощное субмиллиметровое излучение от солнечных вспышек с высоким рентгеновским классом [4, 5]. Альтернативой радиометрическим измерениям может быть измерение отклика люминесценции на воздействие субмиллиметрового излучения.

Наши наблюдения выполнены на горизонтальном солнечном телескопе ССО ИСЗФ СО РАН. Параметры телескопа: диаметр $D = 0.8$ м, фокусное расстояние $F = 20$ м, тогда разрешающая способность телескопа, согласно классической формуле $d = 1.22\lambda/D$, составляет около 1 угл. мин.

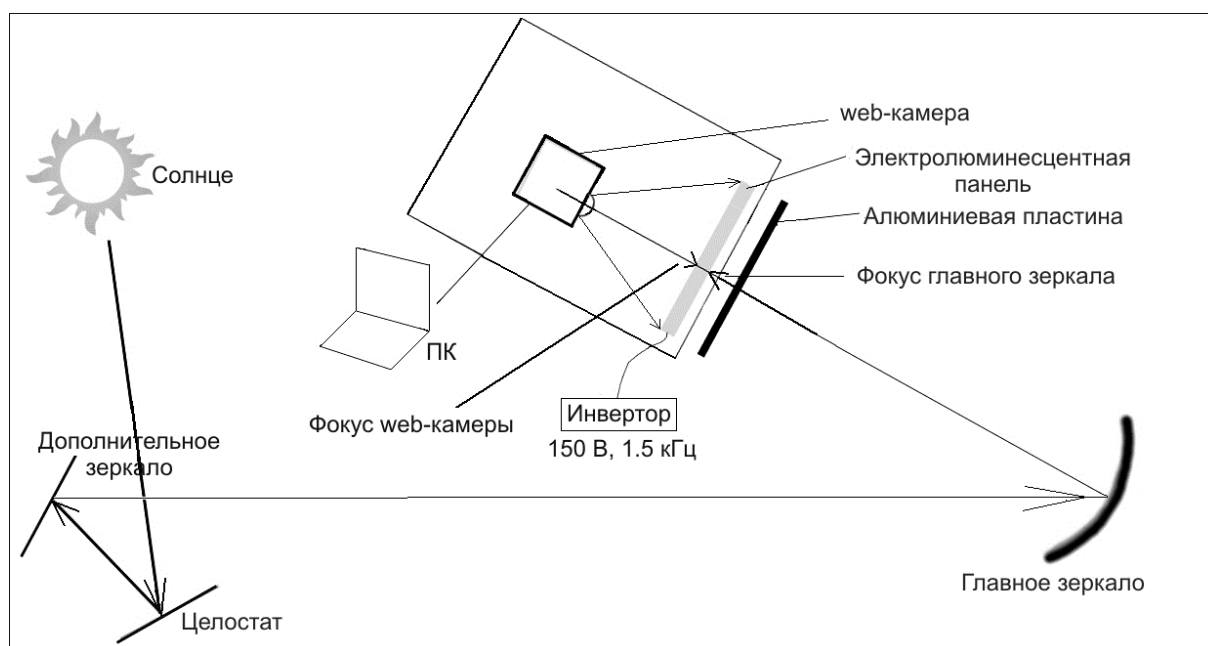


Рис. 1. Схема рабочей установки эксперимента.

Для визуализации когерентной компоненты ТГц-излучения Солнца авторами предложено использовать явление люминесценции, возбуждаемой переменным электрическим полем (электролюминесценция). В экспериментах использовалась электролюминесцентная панель, состоящая из основы в виде проводящей алюминиевой фольги, одновременно являющейся фильтром для проходящего ТГц-излучения Солнца. На фольгу нанесён слой люминофора в качестве чувствительной среды для падающего излучения Солнца. Сам люминофор заключён между тонкими прозрачными слоями диэлектрика. Эта многослойная структура возбуждается с

помощью инвертора напряжением 150 В с частотой 1.5 кГц. Схема эксперимента показана на рис. 1. Изображение Солнца с помощью горизонтального солнечного телескопа фокусируется на алюминиевое покрытие люминесцентной панели и стабилизируется фотогидирующим устройством телескопа. Свечение панели записывается с помощью веб-камеры. Видеопоследовательности в формате AVI без компрессии регистрируются со скоростью 10 кадров/с в течение 5 мин. Разрешение используемой веб-камеры Logitech 1280×960 пкс. Изображение Солнца в ТГц-излучении получается после обработки видеопоследовательности с веб-камеры методами цифровой астрофотографии. Для получения плоского поля телескопическая система целостатным зеркалом наводилась на участок чистого неба на расстояние около четырех диаметров Солнца на восток. Серия продолжительностью около часа (11 изображений) зарегистрирована 14 сентября 2016 г., из которой удалось выявить активное явление, связанное по вре-

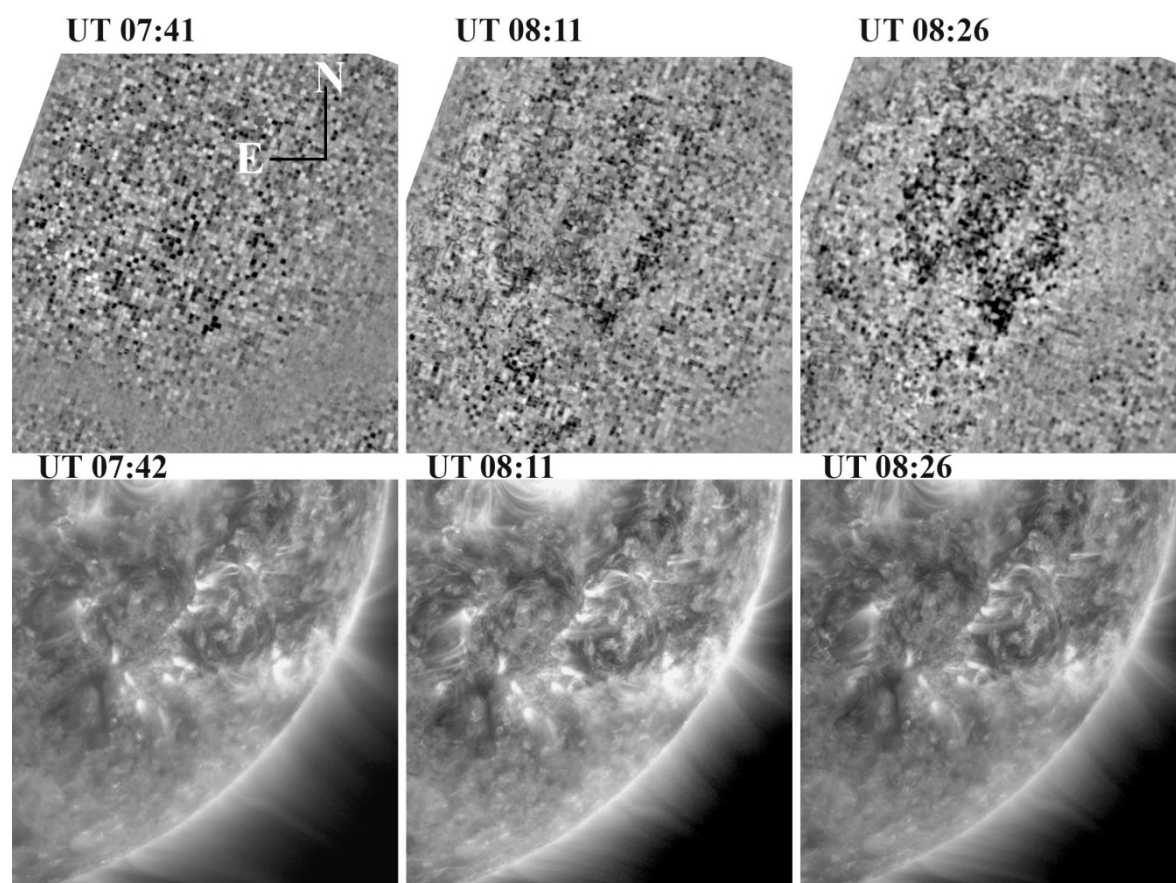


Рис. 2. Изображения исследуемой области Солнца в ТГц-излучении (*верхняя панель*) и в линии 171 Å по данным AIA/SDO.

мени с эрупцией волокна (S05W45). Наши изображения сопоставлялись с событиями на Солнце, которые наблюдались в других диапазонах для тех же моментов времени (рис. 2). Для примера на рис. 2 сравниваются структуры, видимые в ТГц-излучении и на изображениях AIA/SDO 171 Å. Как видно на средних панелях рис. 2 (UT 08:11), тонкие детали окаймляют с

востока зигзагообразную структуру на изображении в ТГц-излучении, в то же время детали подобной структуры в 171 \AA достигают наибольшей яркости. Важно заметить, что по данным $\text{H}\alpha$ -наблюдений в Байкальской астрофизической обсерватории (БАО ИСЗФ СО РАН) за 12–15 мин до образования схожих зигзагообразных структур началась эрупция волокна. Эволюция структур совпала по времени и местоположению в обоих диапазонах излучения.

Наши первые попытки показали, что с помощью явления электролюминесценции можно получить изображения Солнца в ТГц-излучении. Полагаем, что более качественная люминесцентная панель и высокоскоростная матрица вместо веб-камеры значительно улучшат изображения Солнца в ТГц-излучении.

Выражаем искреннюю признательность Степанову А.В., научному руководителю ГАО РАН (Санкт-Петербург, Пулковское) за поддержку нашей работы, а также коллегам Головки А.А. за предоставленную возможность использовать $\text{H}\alpha$ -данные БАО ИСЗФ СО РАН и Кушталь Г.И. за перевод статей с французского языка.

Литература

1. *Лебедев П.Н.* // Физическое обозрение. 1901. Т. 2, № 1. С. 24.
2. *Macintyre J.* // The British Medical Journal, April 23, 1904, P. 933.
3. *Бубнов Г.М., Быков В.Ю., Вдовин В.Ф. и др.* // IV Всероссийская микроволновая конференция. Москва, 2016: Труды. С. 379.
4. *Kaufmann P., Raulin J.-P., Correia J.E.R., et al.* // ApJ. 2001. V. 548. P. L95.
5. *Lüthi T., Lüdi A., Magun A.* // Astron. Astrophys. 2004. V. 420. P. 361.

ПРОТОНЫ ОТ РАСПАДА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРОНОВ И СВОЙСТВА МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Ковальцов Г.А.¹, Остряков В.М.², Харахнин Н.С.²

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург

²СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург

NEUTRON DECAY PROTONS AND PROPERTIES OF THE INTERPLANETARY MEDIUM

Kovaltsov G.A.¹, Ostryakov V.M.², Kharakhnin N.S.²

¹Ioffe Institute, St. Petersburg

²Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University

Solar neutrons are produced as secondary particles when interacting primary protons with the solar atmosphere in a thick target model. We simulate intensity and anisotropy time profiles for the neutron decay protons which represent a bulk particle source in the interplanetary medium in contrast to the primary particles of a point flare source on the surface of the Sun. We have used the transport equation which includes solar wind transport, magnetic focusing, adiabatic energy changes and pitch-angle scattering at this source properties. The main parameter of the simulations is the solar flare position with respect to the measurement device which may be located in a shadow region (or the flare itself takes place behind the limb). The latter case could result in clarifying the value of the pitch-angle diffusion coefficient at $\theta \sim 90^\circ$ experimentally. So, measuring intensity and anisotropy time profiles in this geometry one can estimate the value of the pitch-angle diffusion coefficient because neutron decay protons have to overcome such "pitch-angle barrier".

Во время солнечных вспышек могут генерироваться энергичные нейтроны как результат ядерных взаимодействий с солнечной атмосферой ускоренных протонов и ядер [1]. При распространении в межпланетном пространстве эти нейтроны при радиоактивном распаде дают "вторичные" протоны. Последние достигают орбиты Земли гораздо раньше протонов, ускоренных непосредственно в солнечной вспышке, т.к. до своего распада нейтроны движутся свободно, опережая диффузионное распространение заряженных частиц. Именно это свойство позволило экспериментально обнаружить эту популяцию протонов [2]. В работе [3] была рассчитана интенсивность и анизотропия распадных протонов для трёх известных к тому времени солнечных вспышек 21.06.1980, 03.06.1982 и 24.04.1984.

В настоящей работе мы проделаем аналогичные вычисления, обратив особое внимание на восточные околомимбовые вспышки. Это обстоятельство оказывается крайне важным для проблемы перехода частиц из одной полусферы по питч-углу – в другую [4]. Дело в том, что для вспышек, близких к восточному лимбу, большинство распадных протонов рождаются на силовой линии Солнце-Земля дальше орбиты Земли. При этом начальные направления движения этих протонов вдоль силовой линии –

«от Солнца». И чтобы появиться вблизи Земли, этим протоном надо изменить направление своего движения на противоположное, перейдя «границу» 90° . Темп этого перехода зависит от коэффициента питч-угловой диффузии. Следовательно, измерение анизотропной стадии событий с распадными протонами в такой ситуации может дать экспериментальную оценку этого коэффициента в этой области питч-углов. Важность такой геометрии для этой проблемы была отмечена в недавней работе [5].

Интенсивность и угловое распределение распадных протонов, регистрируемых у Земли, были рассчитаны моделированием движения заряженных частиц в приближении ведущего центра с учётом питч-угловой диффузии, адиабатических потерь энергии и фокусировки в межпланетном магнитном поле [6]. Все расчёты проводились методом Монте-Карло. Эта методика неоднократно успешно применялась для анализа распространения первичных заряженных частиц в межпланетном пространстве после их ускорения в солнечных вспышках. Мы используем этот же подход для объёмного источника энергичных протонов, получающихся при распаде солнечных нейтронов.

На рисунках 1 и 2 показаны результаты расчётов временного хода интенсивности и анизотропии распадных протонов для 4-х положений солнечной вспышки относительно регистрирующего прибора. Все расчёты приведены для скорости солнечного ветра ~ 400 км/с и длины свободного пробега ~ 0.3 а.е. с временным усреднением 5 минут в соответствующих интервалах времени, см. рис. 2. Энергетический диапазон протонов, по которому также проводилось усреднение, лежит в пределах 30–40 МэВ.

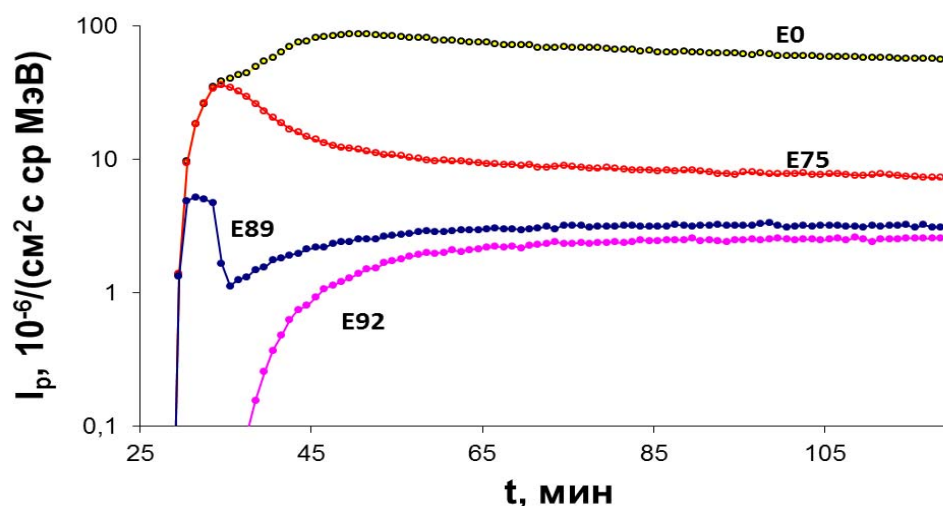


Рис. 1. Интенсивность распадных протонов для 4-х координат вспышек E0 (дисконная вспышка), E75, E89 и E92 (залимбовая вспышка).

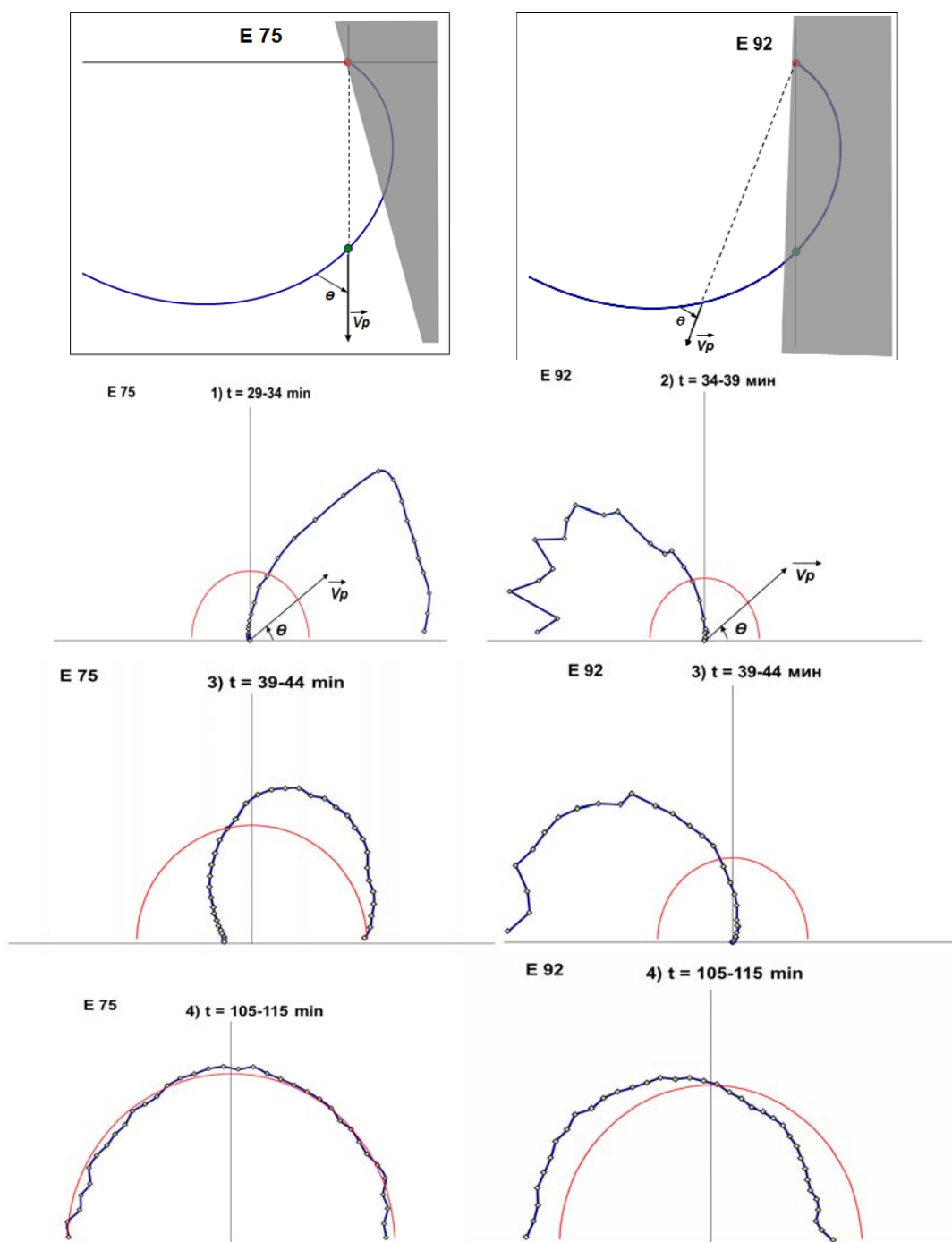


Рис. 2. Примеры анизотропии распадных протонов для вспышек с координатами E75 и E92 (залимбовая вспышка) в интервалы времени, указанные у диаграмм, в сравнении с изотропным распределением (сплошные полуокружности). Вверху показаны взаимные расположения солнечной вспышки и регистрирующего аппарата (на орбите Земли). В затемнённые области вспышечные нейтроны не попадают (области "тени").

Выводы

Проведённые расчёты ясно указывают на возможность экспериментального отделения распадных протонов от первичных частиц, что было продемонстрировано в первых экспериментах [2], хотя анизотропной стадии событий в них измерено не было. Обращает на себя внимание ход ин-

тенсивности для окололиимбовых вспышек (E89), в которых обнаруживается тонкая структура в виде сравнительно мощного начального пика (см. рис. 1). Этот пик обусловлен близостью границы тени к регистрирующему прибору, до которого первые пришедшие частицы достигают, практически не рассеиваясь. С уменьшением длины свободного пробега высота этого пика, очевидно, становится меньше, т.к. уменьшается эффективный объём сбора таких частиц. Кроме того, со временем анизотропия падает, что довольно естественно не только для вторичных, но и для первичных частиц. В среднем, изотропная стадия наступает уже через 1–2 часа после вспышки.

Отметим в заключение, что полученные результаты сильно зависят от локальных свойств межпланетной среды и свойств родительских нейтронов, т.е. от их начального энергетического спектра и анизотропии. Эти свойства, в свою очередь, определяются первичными вспышечными протонами, показатель энергетического спектра которых принимался ~ 3.5 при их общем числе $\sim 10^{32}$ (>30 МэВ). Угловое распределение вторичных нейтронов при этом предполагалось изотропным. Всё это определяет абсолютную нормировку приведённой на рис. 1 интенсивности.

Литература

1. *Hua X.-M. et al.* // *Ap. J. Suppl.* 2002. V. 140. P. 563.
2. *Evenson P. et al.* // *Ap. J. Suppl.* 1990. V. 73. P. 273.
3. *Курганов И.Г., Остряков В.М.* // *Геомагнетизм и Аэрономия.* 1992. Т. 32. С.149.
4. *Shalchi A.* 2009. *Nonlinear Cosmic Ray Diffusion Theories.* – Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg; DOI: 10.1007/978-3-642-00309-7.
5. *Ostryakov V.M.* // *Геомагнетизм и Аэрономия.* 2015. Т. 55. С. 976.
6. *Kocharov L. et al.* // *Solar Phys.* 1998. V. 182. P. 195.

РАСЧЕТ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ СТРУКТУР В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Королькова О.А.¹, Соловьев А.А.^{1,2}

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

²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

CALCULATION OF A LARGE-SCALE MAGNETOSTATIC STRUCTURES IN SOLAR CORONA

Korolkova O.A.¹, Solov'ev A.A.^{1,2}

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

^{1,2}Kalmyk State University, Elista, Russia

To understand the nature of coronal activity and develop the technique of the predicting its behavior, we are to have, as a basis, a certain set of theoretical models of different magnetoplasma structures. The method, presented here, allows to perform the analytical calculation of the equilibrium distributions of pressure, density and temperature for any given magnetic configuration embedded in hydrostatic solar corona.

Введение

Распределение плазмы в солнечной короне сильно неоднородно и определяется структурой и напряженностью коронального магнитного поля. Из наблюдений известно, что для короны характерно наличие двух видов плазменных структур: с открытой и закрытой магнитными конфигурациями. К первому типу относятся корональные дыры, ко второму – корональные петли, аркады, шлемовидные структуры и т.п. Для понимания природы солнечной активности и развития методов ее предсказания необходимо иметь в качестве основы некоторый набор теоретических моделей различных магнитоплазменных структур на Солнце вообще и в короне в частности. Моделирование спокойных протуберанцев – структур относительно небольших размеров – описано в [1, 2]. В данной работе представлен метод расчета в сферической системе координат магнитогидростатических корональных структур, размер которых сравним с размерами Солнца.

Моделирование крупномасштабных магнитостатических структур солнечной короны в сферической системе координат проводилось известным астрофизиком *Low B.C.* [3]. Однако для расчета магнитного поля он использовал дополнительное предположение о политропической зависимости давления плазмы от ее плотности, что заведомо ограничивает общность подхода. Кроме того, азимутальный компонент поля предполагался равным нулю. Предлагаемый нами метод свободен от подобного рода гипотез. В его основе лежит идея определения по известной геометрии магнитного поля давления, плотности и температуры газа для любой начальной равновесной конфигурации [4]. Для заданной наперед магнитной

структуры, вписанной в невозмущенную солнечную корону, можно точно рассчитать равновесные значения её термодинамических параметров, не используя каких-либо гипотез о механизмах переноса тепла в ней.

Вывод расчетных формул

Рассмотрим задачу расчета параметров плазмы для аксиально-симметричных равновесных конфигураций, расположенных в гидростатической солнечной атмосфере при наличии поля силы тяжести. Аксиальная симметрия подразумевает инвариантность относительно произвольных поворотов системы вокруг оси. Система уравнений магнитной гидростатики:

$$-\nabla P + \frac{1}{4\pi} [\text{rot } \vec{B} \times \vec{B}] + \rho \vec{g}(\vec{r}) = 0 \quad (1)$$

$$\text{div } \vec{B} = 0, \quad P = \frac{\rho RT}{\mu}. \quad (2), (3)$$

Здесь \mathbf{B} – напряженность магнитного поля, P – давление плазмы, ρ – плотность, T – температура, μ – средняя молярная масса газа. Выберем сферическую систему координат r, θ, φ . Введем функцию магнитного потока A :

$A(r, \theta) = -\int_0^r B_\theta \sin \theta r dr$. Согласно (2), компоненты \mathbf{B} выражаются через A :

$$B_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial r}; \quad B_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta}, \quad (4)$$

и система уравнений (1)–(3) сводится к виду [3]:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - \frac{\cos \theta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta} = -4\pi r^2 \sin^2 \theta \frac{\partial P}{\partial A} - \frac{1}{2} \frac{\partial (\Omega(A))^2}{\partial A}, \quad (5)$$

$$\rho(r) = -\frac{\partial P(r, A)}{g \partial r}, \quad P = \frac{\rho RT}{\mu}. \quad (6,7)$$

Здесь Ω – электрический ток, вдоль меридиана: $\Omega = -4\pi c^{-1} \int_0^r j_\theta \sin \theta r dr$.

Уравнение $A(r, \theta) = \text{const}$ определяет конфигурацию силовых линий в меридиональной плоскости. Уравнение (5) можно проинтегрировать по A ,

фиксируя при этом r как параметр. Тогда: $dA = \frac{\partial A}{\partial r} dr + \frac{\partial A}{\partial \theta} d\theta = \frac{\partial A}{\partial \theta} d\theta$, и

фактически мы будем вести интегрирование по координате θ :

$$\int_0^\theta \frac{\partial P}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial \theta} d\theta = -\frac{1}{4\pi r^2} \int_0^\theta \frac{1}{\sin^2 \theta} \cdot \frac{\partial A}{\partial \theta} \cdot \left[\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} - \frac{\cos \theta}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{1}{2} \frac{\partial \Omega^2}{\partial A} \right] d\theta \quad (8)$$

Некоторые слагаемые в правой части (8) интегрируем по частям:

$$1. \int_0^\theta \frac{1}{2 \sin^2 \theta} \frac{\partial \Omega^2}{\partial \theta} d\theta = \frac{\Omega^2}{2 \sin^2 \theta} \Big|_0^\theta + \int_0^\theta \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \Omega^2 d\theta,$$

$$2. \frac{1}{r^2} \int_0^\theta \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2} \frac{\partial A}{\partial \theta} d\theta = \frac{1}{r^2} \frac{1}{2 \sin^2 \theta} \left(\frac{\partial A}{\partial \theta} \right)^2 \Big|_0^\theta + \frac{1}{r^4} \int_0^\theta \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \left(\frac{\partial A}{\partial \theta} \right)^2 d\theta.$$

В результате получаем формулу для расчета давления плазмы в любой точке рассматриваемой магнитной конфигурации:

$$P(r, \theta) = P_{ex}(r) - \frac{1}{8\pi} P_{mag}, \quad (9)$$

$$P_{mag} = \frac{\Omega^2}{r^2 \sin^2 \theta} \Big|_0^\theta + \frac{2}{r^2} \int_0^\theta \frac{\cos \theta}{\sin^3 \theta} \Omega^2 d\theta + \frac{2}{r^2} \int_0^\theta \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} \frac{\partial A}{\partial \theta} d\theta + \frac{1}{r^4} \frac{1}{\sin^2 \theta} \left(\frac{\partial A}{\partial \theta} \right)^2 \Big|_0^\theta.$$

Давление равновесной внешней короны $P_{ex}(r)$ в (9) задано моделью [5].

Зная давление плазмы, можно рассчитать её плотность, а затем и температуру по формулам (6)–(7). Учтем, что в формуле (6) давление должно быть представлено как функция переменных r и A . Для любой дифференцируемой функции $S(x, y)$ справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\partial S(x, y)}{\partial x} = \frac{\partial S(x, z)}{\partial x} + \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial S(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial S(y, z)}{\partial z}, \quad \frac{\partial S(x, y)}{\partial y} = \frac{\partial S(y, z)}{\partial y} + \frac{\partial z}{\partial y} \frac{\partial S(y, z)}{\partial z} = \frac{\partial z}{\partial y} \frac{\partial S(x, z)}{\partial z}$$

$$\frac{\partial S(x, z)}{\partial x} = \frac{\partial S(x, y)}{\partial x} - \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial S(x, z)}{\partial z} = \frac{\partial S(x, y)}{\partial x} - \frac{\partial z / \partial x}{\partial z / \partial y} \frac{\partial S(x, y)}{\partial y}$$

Используя их, в итоге для плотности массы получим:

$$\rho(r) = \rho_{ex} + \frac{1}{4\pi g} \left[\frac{\partial P_{mag}(r, \theta)}{\partial r} - \frac{A_r}{A_\theta} \frac{\partial P_{mag}(r, \theta)}{\partial \theta} \right], \quad (10)$$

где A_r и A_θ – частные производные по соответствующей координате.

Наша задача состоит в том, чтобы, опираясь на наблюдательные данные, выбрать такой вид магнитных силовых линий, т.е. подобрать такие функции A и Ω , чтобы уравнения (9) и (10) были разрешимы, а получаемые параметры плазмы близки к наблюдаемым.

Бессиловые и силовые магнитные конфигурации

Правильность выведенных формул можно проверить, если задать потенциальное (диполь) или бессиловое магнитное поле. Очевидно, что при этом магнитные добавки к параметрам внешней среды должны обращаться в нуль, и формулы (8)–(9) должны сводиться к $P(r) = P_{ex}(r)$; $\rho(r) = \rho_{ex}(r)$.

В качестве бессилового решения возьмем следующую функцию:

$$A(r, \theta) = B_0 \cdot r^2 \cdot \sin^2 \theta \left[\frac{1}{(ar)^2} \sin(ar + C_2) + \frac{1}{(ar)^3} \cos(ar + C_2) \right] \quad (10)$$

Подставив (10) в формулы для магнитных добавок к давлению и плотности, мы убеждаемся, что для бессилового поля они равны нулю.

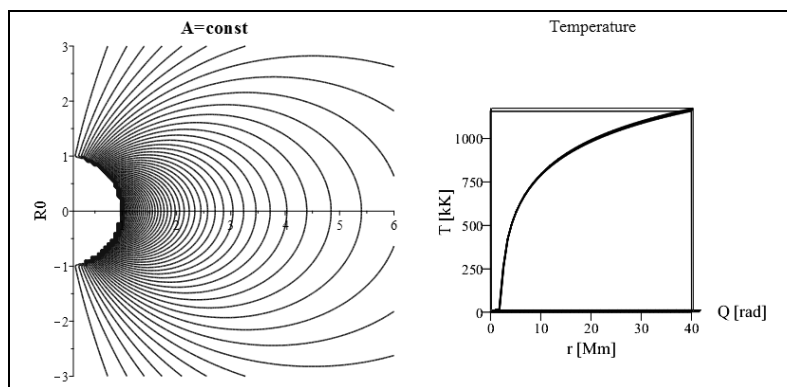


Рис. 1. Слева: вид магнитных силовых линий для функции потока (10).

Справа: радиальный температурный профиль этой структуры, соответствующий профилю невозмущенной короны.

В качестве примера силовой конфигурации возьмем функцию A в виде:

$$A(r, \theta) = B_0 \cdot \sin \theta \cdot \ln(50 - ar) \quad (11)$$

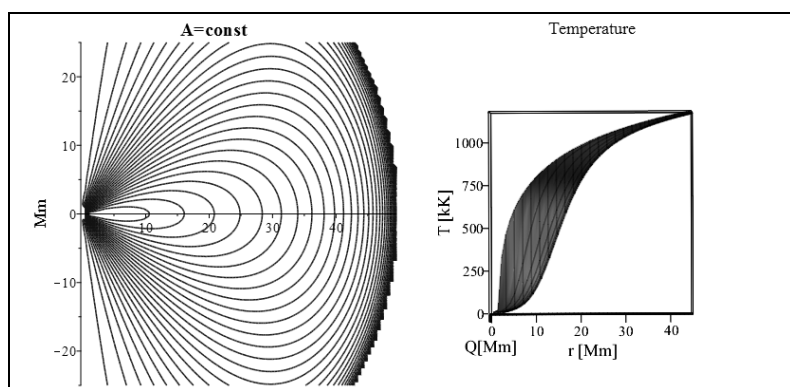


Рис. 2. Слева: вид магнитных силовых линий для функции потока (11).

Справа: радиальный профиль температуры этого распределения: T ниже значений температуры невозмущенной короны.

Заключение

Разработан способ расчета крупномасштабных осесимметричных магнитостатических солнечных структур в сферической системе координат. По заданному магнитному полю можно рассчитывать термодинамические параметры плазмы: давление, плотность и температуру. Справедливость выведенных формул проверена на бессиловой магнитной конфигурации. В дальнейшем предполагается рассчитать на основе полученных формул ряд силовых магнитных конфигураций больших масштабов.

А.С. благодарит РФФИ за поддержку в рамках проекта 15-12-20001.

Литература

1. Solov'ev, A.A., Korolkova, O.A., Kirichek, E.A. Model of quiescent prominence with the helical magnetic field // Geomagn. Aeron. (Engl. Transl.), 2016, vol. 56, no. 8, pp. 1090–1094.
2. Korolkova, O.A., Solov'ev, A.A. Modeling of the Fine Filament Structure of Quiescent Solar Prominences // Geomagn. Aeron., 2017, vol. 57, no. 8.
3. Low, B.C. On the large-scale magnetostatic coronal structures and their stability // Astrophys. J., 1984, vol. 286, pp. 772–786.
4. Solov'ev A.A. The structure of solar filaments. Prominences in the corona free of external magnetic field // Astron. Rep., 2010, vol. 54, p. 86–95.
5. Avrett E.H. & Loeser R. //Ap. J. Suppl. Ser. 2008. Vol. 175, pp. 229–276.

КВАЗИ-ДВУХЛЕТНИЕ ВАРИАЦИИ И ХАРАКТЕРИСТИКИ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Костюченко И.Г.

Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я.Карпова, Москва

THE QUASI-BIENNIAL OSCILLATIONS AND CHARACTERISTICS OF THE 11-YEAS CYCLES IN SOLAR ACTIVITY

Kostyuchenko I.G.

Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow

The fractions of sunspot groups of different areas in quasi-biennial oscillations and in the 11-years solar cycles were analyzed on the base of data from the Greenwich – Marshal Center. It turned out that quasi-biennial oscillations are mostly formed by sunspot groups with areas more than 500–1000 Msh, while areas of largest fraction of sunspot groups in the 11-years solar cycles are less than 500 Msh. The majority of sunspot groups with areas more than 1000 Msh which are observed in solar cycle are generated in a process responsible for quasi-biennial oscillations. All obtained results are in qualitative agreement with models of the double magnetic cycle. The relations between composition of different fractions, total sunspot areas in quasi-biennial oscillations and in solar cycles are analyzed.

Введение

Интерес к происхождению квази-двухлетних вариаций (КДО) солнечной активности (СА) существует много десятилетий, их свойства исследованы во многих работах, результаты большинства из них суммированы в обзоре [1]. В нем отмечено, что КДО являются одним из фундаментальных свойств СА, они проявляются в вариациях всех индексов СА, причем независимо в каждом из широтных полушарий, но конкретный механизм их генерации все еще плохо понятен. Ранее для объяснения квази-двухлетних вариаций СА была предложена модель двойного магнитного цикла [2], в которой рассматривались два пространственно разнесенных источника магнитного динамо.

В данной работе проводится сопоставление вклада групп солнечных пятен, различающихся по размеру площадей, в КДО и в целом в 11-летний цикл СА с целью выявить различия и связь процессов, ответственных за генерацию этих вариаций СА.

Использован каталог солнечных пятен обсерватории Гринвич – научного центра Маршалла (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>), который содержит ежедневные данные о площадях и координатах наблюдаемых групп солнечных пятен (ГСП) за 12–24 цикла СА (с 1876 г. по 2015 г.). На их основе для каждого из широтных полушарий получались среднемесячные значения S площадей ГСП, имеющих размеры $S < 500$ msh, $S > 500$ msh и $S > 1000$ msh, и вычислялось их суммарное значение за каждый

из 11-летних циклов СА. КДО выделялись для каждой из указанных категорий ГСП как разность исходных рядов данных, усредненных за 7 и за 25 месяцев; суммирование за цикл проводилось для абсолютных значений площади ГСП КДО. Дальнейший анализ проводился для суммы полученных по широтным полушариям значений площади ГСП.

Результаты

Из рисунка 1 следует, что вклад различных по размерам групп пятен в КДО и в цикл различается во всех циклах: процент больших групп в КДО существенно выше. Т.о. в процессе, ответственном за 11-летний цикл СА, формируются преимущественно маленькие группы пятен, а в процессе, ответственном за КДО, преимущественно большие. Этим, возможно, объясняются наблюдаемые проявления КДО на всех уровнях солнечной атмосферы и даже в солнечном ветре. Из рисунка 2 видно, что относительная площадь больших групп пятен ($S > 500$ Msh) пропорциональна полной пло-

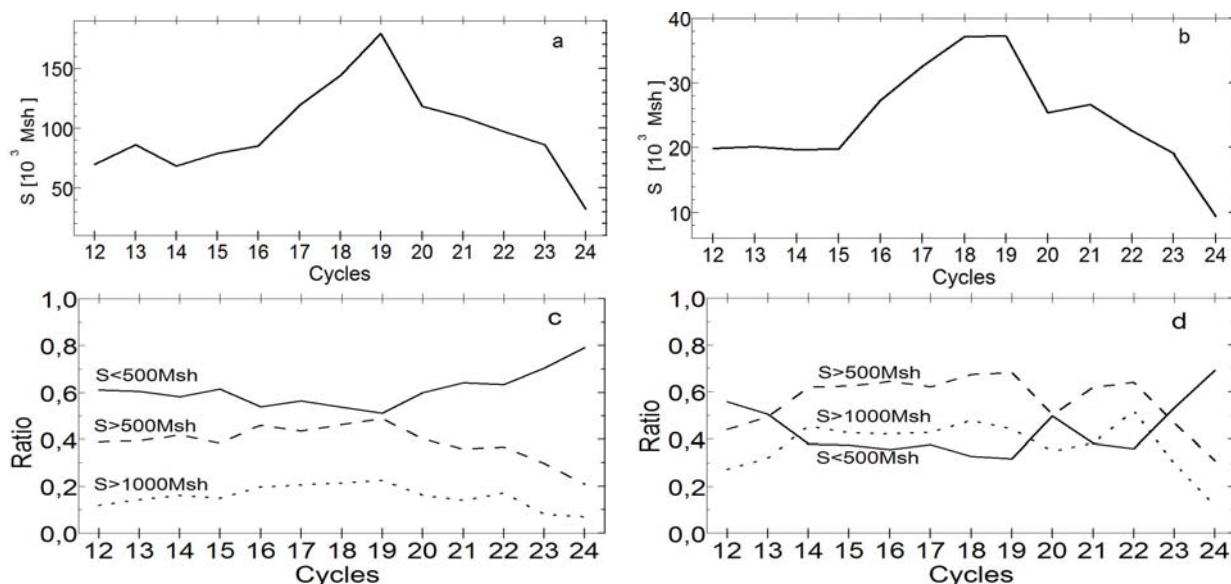


Рис. 1. Суммарные за цикл значения площади S групп пятен: **a** – в 11-летнем цикле в среднем; **b** – в КДО; Отношение площади каждой из категорий групп пятен к площади всех пятен: **c** – в 11-летнем цикле в среднем; **d** – в КДО

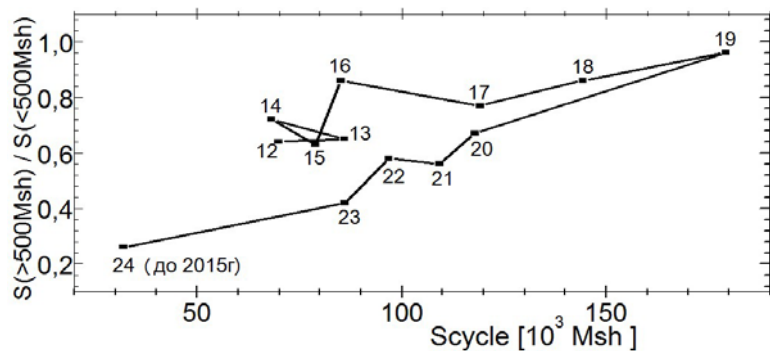


Рис. 2. Зависимость отношения суммарной за цикл площади больших групп пятен ($S > 500$ Msh) к аналогичному значению для меньших ($S < 500$ Msh) от суммарной за цикл площади всех наблюдаемых ГСП. Цифры над каждой из точек на графике указывают номер цикла.

щади пятен в 11-летнем цикле СА, но из этой зависимости выпадают слабые циклы (12–15). При этом рост вклада больших групп пятен в цикл начинается раньше (в 16 цикле), чем рост мощности цикла (суммарной за цикл площади пятен). Указанные особенности соответствуют гипотезе, высказанной в [3], о различии режимов генерации солнечных пятен в периоды «пониженной» (в данном случае это 12–15 циклы) и «повышенной» (17–23) солнечной активности и наличии между такими периодами переходных циклов (16). Теоретически сходная гипотеза была обоснована в [4], где показано, что учет зависимости турбулентной диффузии от напряженности магнитного поля дает 2 устойчивых решения с различающейся амплитудой магнитных циклов.

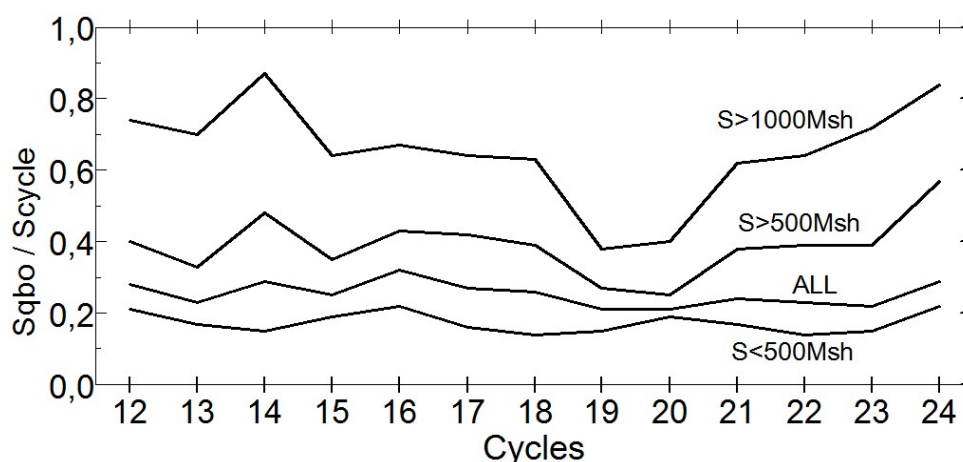


Рис. 3. Доля КДО в каждой из категорий групп солнечных пятен, наблюдаемых в 11-летнем цикле СА.

Рисунок 3 показывает, что в КДО формируется в среднем 60%, а в отдельных циклах больше 80% всех групп пятен с $S > 1000$ Msh, наблюдаемых в 11-летнем цикле, и только ~20% групп с $S < 500$ Msh. Уменьшение в 19–20 циклах доли крупных групп пятен, генерируемых в КДО, возможно, связано с тем, что в мощных циклах КДО перекрываются, и поэтому их не удается полностью выделить.

Как следует из рисунка 4, суммарная площадь пятен КДО пропорциональна полной за цикл, но эта зависимость нарушается для наиболее мощного цикла 19. Возможно, это, также, связано с не достаточно хорошим выделением вклада КДО в цикл. Кроме того, как и в случае зависимости, представленной на рис.2, указанная пропорциональность не выполняется для слабых циклов (12–15) и выделяет цикл 16.

Анализ северо-южной асимметрии показал, что ее значение для КДО выше, чем в 11-летнем цикле СА в среднем, а асимметрия больших пятен выше средней. Кроме того, в [5] было показано, что параметры хаотической динамики вариаций значений чисел Вольфа изменяются на характерном масштабе 2–3 года. Аналогичные результаты были получены для мно-

гих индексов СА разными авторами, использовавшими различные методы анализа хаотической динамики сложных нелинейных процессов.

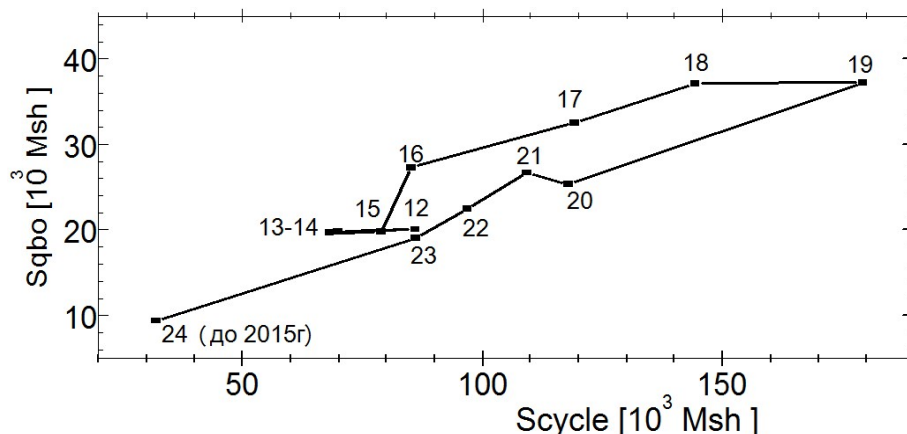


Рис. 4. Зависимость суммарной за цикл площади всех ГСП в КДО от полной площади всех ГСП в каждом из 11-летних циклов СА. Цифры над каждой из точек на графике указывают номер цикла.

Выводы

Все полученные результаты указывают на различие процессов, ответственных за генерацию КДО и 11-летнего цикла СА, а также на наличие связи между ними. Это хорошо согласуется с моделями двойного магнитного цикла.

Тот факт, что в процессе, ответственном за генерацию КДО, производится существенно больше крупных групп пятен, чем в среднем в цикле, возможно, говорит об усилении и/или концентрации магнитного потока, генерируемого магнитным динамо в тахоклине, вторым процессом, развивающимся под фотосферой и/или внутри конвективной зоны.

Связь между вкладом КДО в 11-летний цикл СА и мощностью цикла, а также пропорцией разных категорий пятен и мощностью цикла различаются для серий слабых и сильных циклов, что является подтверждением гипотезы о возможном переключении режимов генерации солнечных пятен.

Автор благодарит сотрудников центра Маршалла за данные в открытом доступе.

Литература

1. Benevolenskaya E.E. // *ApJ*, 509, L49, 1998.
2. Bazilevskaya G. et al. // *Space Sci Rev* 186, 359, 2014.
3. Ишков В.Н. // Тр. «Солнечная и с-з физ-2013», с. 111, 2013.
4. Кичатинов Л.Л. // Тезисы докл. «Солнечная и с-з физ-2014», с. 56, 2014.
5. Костюченко И.Г. // Тр. «Солнечная и с-з физика-2016», с.171, 2016.

ШИРОТНО-ДОЛГОТНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Крамьнин А.П., Михалина Ф.А.

Уссурийская астрофизическая обсерватория, Уссурийск

LATITUDINAL-LONGITUDINAL FEATURES OF NORTH SOUTHERN ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY

Kramynin A.P., Mikhailina F.A.

*Ussuriisk astrophysical observatory, Ussuriisk
a.p.kramynin@mail.ru*

Features of dynamics of latitudinal-longitudinal distribution of North-southern asymmetry of number of sunspots for the period 1879–2012 years are investigated. Distinctions of North southern asymmetry at high and low latitudes and different longitudinal intervals are revealed.

Солнечная активность лишь в первом приближении одинаково проявляется в обоих полушариях Солнца. Более детальное изучение циклов солнечной активности по полушариям показывает их различие по фазе, амплитуде и длительности. За период более чем сто лет исследователи показали, что северо-южная асимметрия не случайна и выявили ряд закономерностей в ее проявлении [1].

Поскольку солнечный цикл является пространственно-временным явлением, а не только временным, то для выявления причин, приводящих к северо-южной асимметрии солнечной активности, было бы желательно исследовать широтно-долготное распределение индексов асимметрии, чтобы разделить влияние разных факторов. Известно, что «активные долготы» северного и южного полушарий смещены относительно друг друга [2]. В эпоху роста доминируют «активные долготы» одного полушария, в эпоху спада – другого [3].

Рассмотрение синоптических карт индекса асимметрии яркости зеленой корональной линии в северном и южном полушариях в последовательных кэррингтоновских оборотах показывает, что широтные и долготные области, в которых доминирует северное или южное полушарие, образуют ориентированные области или вертикально вдоль широты, или горизонтально вдоль кэррингтоновской долготы [4]. Спектральный анализ выявляет 11-летнюю квазипериодичность в образовании этих ориентированных структур [4].

В работе исследуются особенности северо-южной асимметрии широтно-долготного распределения числа солнечных пятен. Для анализа использовали данные о группах пятен с 1874 года по 2012, взятые из гринвичского каталога, наблюдений УАФО и ГАС ГАО.

Анализ диаграммы широтно-временного распределения северо-южной асимметрии числа солнечных пятен за весь период 1874–2012 гг. позволяет выявить периодичность, связанную с 11-летним циклом.

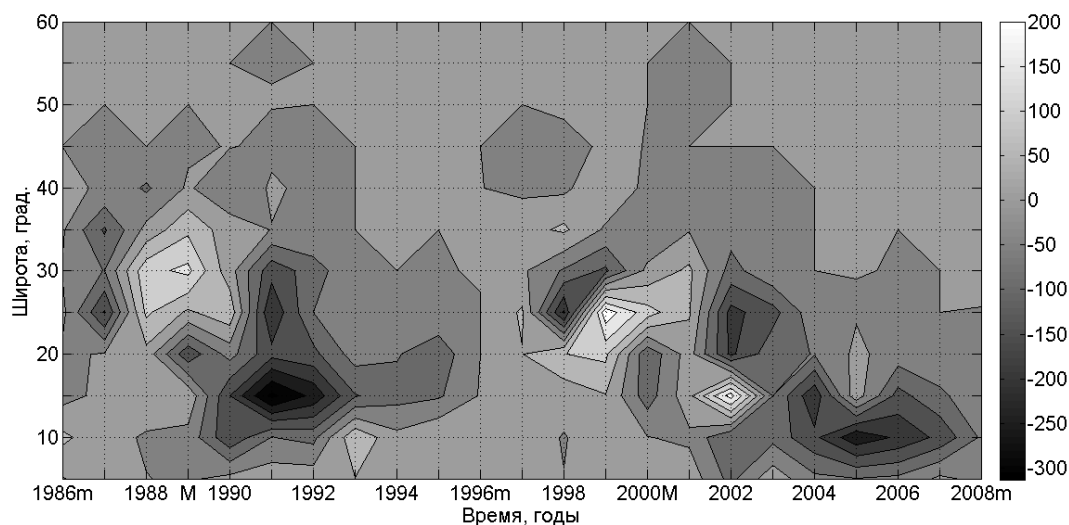


Рис. 1. Широтно-временное распределение северо-южной асимметрии числа солнечных пятен 1986–2008 гг. М – максимум, m – минимум цикла

Диаграммы широта-время с более высоким временным разрешением рис. 1 показывает, что широтно-временное распределения северо-южной асимметрии числа солнечных пятен внутри 11-летнего цикла напоминает крыло бабочки Маундера, которое, чаще всего, выделяется по границе малых отрицательных значений индекса асимметрии N_n-N_s с вкраплениями в эту область областей с большими по модулю отрицательными и положительными значениями индекса асимметрии, которые сохраняются достаточно продолжительное время и мигрируют с высоких широт в низкие.

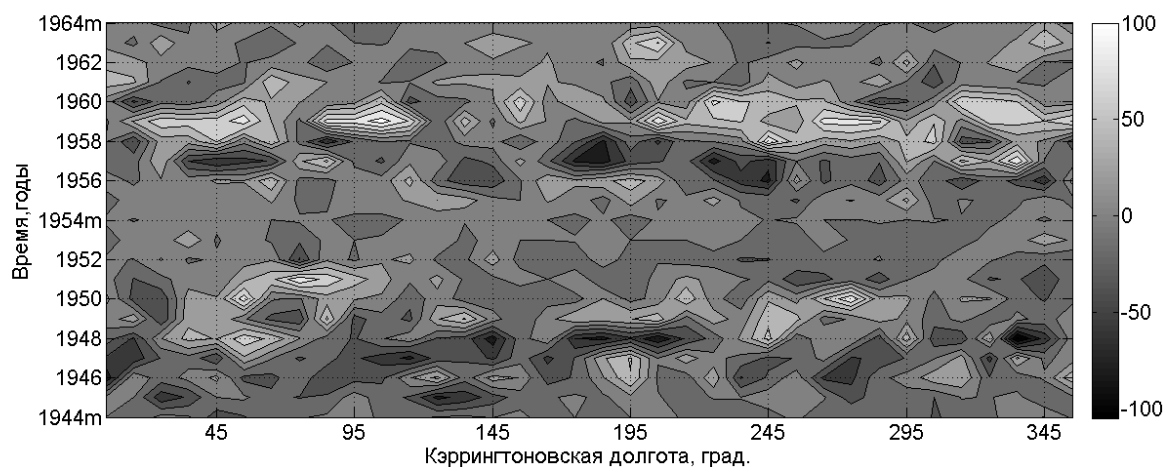


Рис. 2. Долготно-временное распределение индекса асимметрии N_n-N_s 1944–1964 гг., m – минимум цикла, максимумы 1947, 1957 гг.

По виду долготно-временного распределения индекса асимметрии N_n-N_s рис. 2 также выявляет периодичность, связанную с 11-летним циклом. Это связано с тем, что в годы вблизи максимумов циклов значение индекса N_n-N_s по абсолютной величине больше, чем в годы, близкие к минимуму цикла. На диаграмме также видны достаточно устойчивые (сохраняющиеся, по крайней мере, в течение двух 11-летних циклов) долготные интервалы, в которых активнее северное или южное полушарие. Долготное распределение индекса асимметрии N_n-N_s в годы вблизи минимумов и максимумов циклов активности Солнца различается. Вблизи минимумов, как правило, преобладает активность в южном полушарии, а вблизи максимумов в северном.

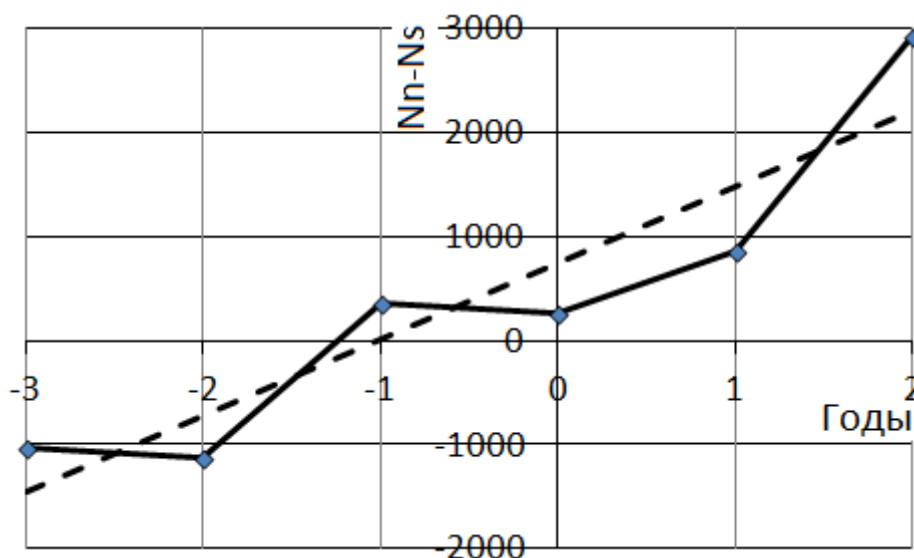


Рис. 3. Усредненные за период 1874–2012 гг. методом наложенных эпох диаграммы широта-время. Реперная точка минимумы циклов на оси абсцисс соответствует значению – 0.

Анализ рис. 3 показывает, что на ветви спада 11-летнего цикла преобладает южное, а на ветви роста северное полушарие. Это можно объяснить тем, что в северном полушарии цикл начинается раньше. Это подтверждается тем, если мы используем в качестве реперных точек максимумы 11-летних циклов и тем, что в северном полушарии пятна нового цикла появляются раньше, чем в южном полушарии в 9 из 13, а также см. рис. 4, где видно, что южное полушарие преобладает только в 19 цикле солнечной активности.

Северо-южной асимметрии числа солнечных пятен проявляется во всех широтно-долготных интервалах, в которых проявляется солнечная активность. Выявляются достаточно устойчивые долготные интервалы, в которых активнее северное или южное полушарие. Долготное распределение северо-южной асимметрии числа солнечных пятен в годы вблизи минимумов и максимумов циклов активности Солнца различается.

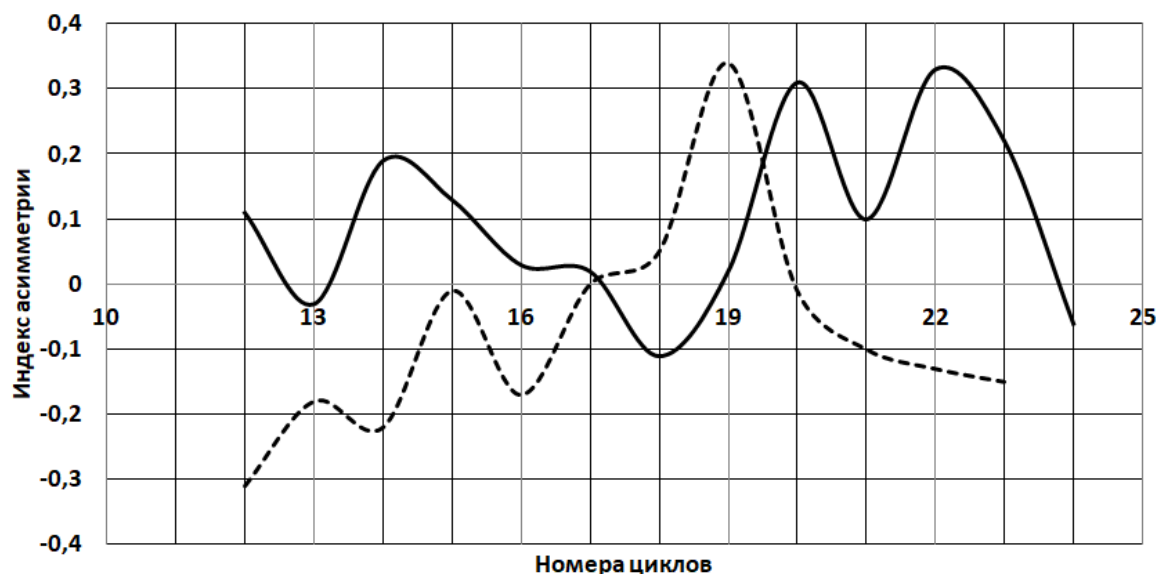


Рис. 4. Северо-южная асимметрия $(N_n - N_s)/(N_n + N_s)$ на фазе роста цикла – сплошная и спада – пунктир.

На фазе роста солнечного цикла почти всегда (за исключением 18 цикла) преобладает северное полушарие Солнца, а южное полушарие преобладает только на ветви спада 19 цикла.

Неоднородность широтно-долготного распределения северо-южной асимметрии числа солнечных пятен связана в большей степени со сдвигом циклических кривых, а в меньшей степени - антиподальностью активных долгот северного и южного полушарий.

Литература

1. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986.
2. Витинский Ю.И. Морфология солнечной активности. – М.: Наука, 1966. 296 с.
3. Плюснина Л.А. Северо-южная асимметрия и циклические изменения продуктивности активных долгот // Климатические и экологические аспекты солнечной активности: Сб. трудов / ГАО РАН, СПб., 2003. С. 353–358.
4. Бадалян О.Г. О циклических изменениях пространственных «структур» северо-южной асимметрии 8-я Конференция «Физика плазмы в солнечной системе» 4–8 февраля 2013 г., ИКИ РАН, Сборник тезисов, С. 20.

**РЕКОНСТРУКЦИЯ СКОРОСТИ ГЕНЕРАЦИИ
КОСМОГЕННОГО ИЗОТОПА ^{14}C В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ
ЗА ПЕРИОД 17000–5000 ЛЕТ ДО НАШЕЙ ЭРЫ**

**Кудрявцев И.В.^{1,2}, Волобуев Д.М.², Дергачев В.А.¹,
Наговицын Ю.А.², Огурцов М.Г.^{1,2}**

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

²*ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

**THE RECONSTRUCTION OF PRODUCTION RATE OF THE
COSMOGENIC ISOTOPE ^{14}C IN THE EARTH'S ATMOSPHERE
DURING 17000-5000 BC**

**Koudriavtsev I.V.^{1,2}, Volobuev D.M.², Dergachev V.A.¹,
Nagovitsyn Yu.A.², Ogurtsov M.G.^{1,2}**

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg*

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

Results of reconstruction of the production rate of the cosmogenic isotope ^{14}C in the Earth's atmosphere from the onset of the deglaciation (~17000 BC) till the middle of the Holocene made by means of the data of the abundance of the ^{14}C isotope in the Earth's atmosphere are presented. Reconstruction was made with taking into account such factors as increase of CO_2 concentration in the Earth's atmosphere during the ice sheets melting, change of the global temperature and change of vegetation in the epoch of the early Holocene. The obtained reconstruction reflects variations in solar activity and changes in geomagnetic field. It was shown that the minimum of the radiocarbon production at 12370 BC, which corresponds to the warm event at the Earth, can be caused by increased solar activity.

Данные по содержанию космогенного изотопа ^{14}C в образцах известного возраста часто используются для изучения активности Солнца в доинструментальную эпоху. Эта возможность обусловлена тем, что изотоп ^{14}C образуется в атмосфере Земли под действием галактических космических лучей (ГКЛ), интенсивность которых модулируется в межпланетном пространстве солнечной активностью и геомагнитным полем. Наиболее надёжные данные по содержанию этого изотопа в кольцах деревьев, в земной атмосфере и других природных архивах известного возраста охватывают временной интервал от нескольких последних тысячелетий до десятков тысяч лет в прошлое. В течение этого периода происходили существенные климатические изменения, в том числе таяние льдов в результате отступления последнего оледенения и переход от ледникового периода к тёплому Голоцену. Поскольку изменение климата должно приводить к перераспределению содержания радиоуглерода в природных резервуарах, возникает необходимость учета климатического влияния на радиоуглерод-

ные данные в исследуемых образцах и выделение из них солнечного сигнала.

В данной работе мы рассмотрим промежуток времени 17000–5000 лет до нашей эры (ВС), который включает в себя эпоху окончания последнего оледенения и переход к Голоцену. В этот промежуток времени происходит рост глобальной температуры и содержания углекислого газа в земной атмосфере, о чём свидетельствует рис.1, на котором приведены данные по изменению глобальной приземной температуры, изменению концентрации углекислого газа и относительного содержания изотопа ^{14}C в земной атмосфере ($\Delta^{14}\text{C}$).

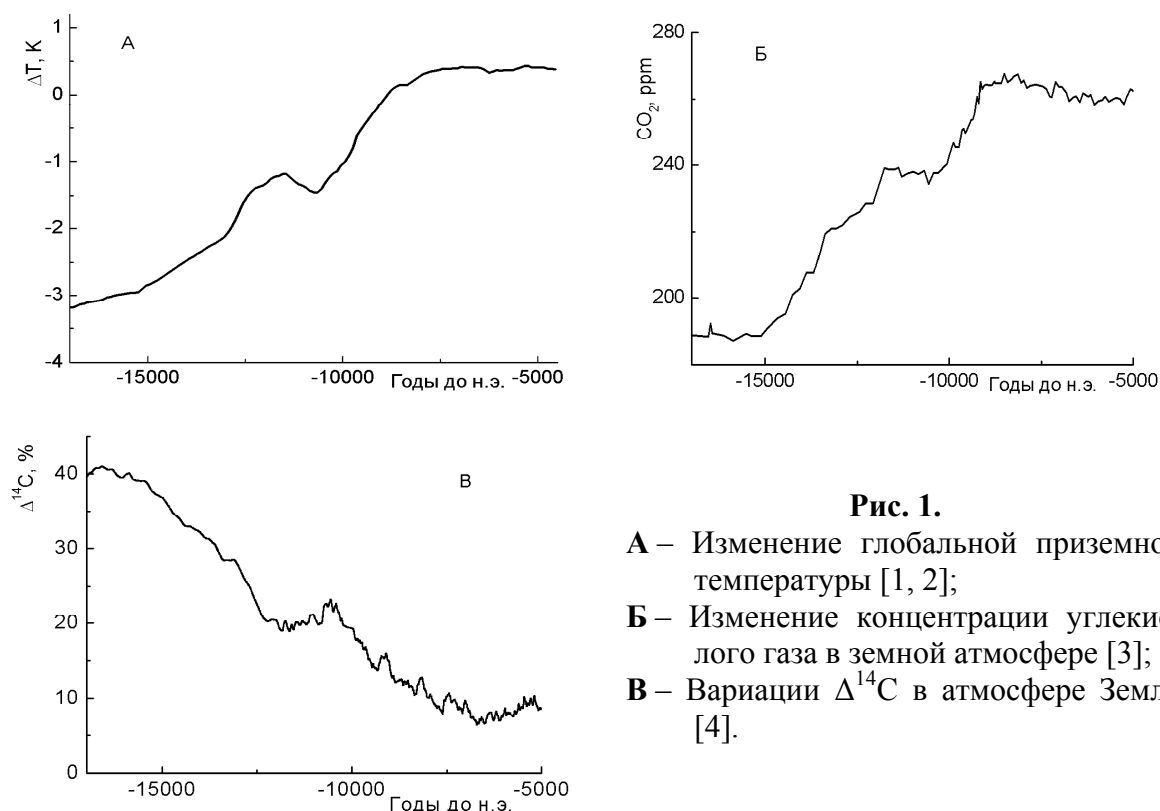


Рис. 1.

- А** – Изменение глобальной приземной температуры [1, 2];
- Б** – Изменение концентрации углекислого газа в земной атмосфере [3];
- В** – Вариации $\Delta^{14}\text{C}$ в атмосфере Земли [4].

Для вычисления скорости генерации изотопа ^{14}C под действием ГКЛ необходимо рассчитать изменение абсолютного содержания этого изотопа в составе атмосферного углекислого газа, что можно сделать согласно выражению (см., например, [5]):

$$\frac{N_a(t)}{N_a(t_0)} = \frac{CO_2(t)}{CO_2(t_0)} (1 + \Delta^{14}\text{C}(t)/100) / (1 + \Delta^{14}\text{C}(t_0)/100), \quad (1)$$

где $N_a(t)$ – абсолютное содержание изотопа ^{14}C в составе атмосферного углекислого газа в момент времени t , t_0 – некоторый начальный момент времени (в наших расчетах $t_0 = -17000$), $CO_2(t)$ – концентрация углекислого газа в атмосфере, $\Delta^{14}\text{C}$ приведено в процентах.

Результаты расчета $N_a(t)$ приведены на рис. 2А, кривая 1. На рисунке видно, что содержание изотопа ^{14}C в земной атмосфере увеличивается примерно до 9150 BC, т.е. до начала наступления Голоцена. Это, очевидно, является следствием изменений климата. При этом увеличивается и поступление CO_2 (в том числе $^{14}\text{CO}_2$) из океана в атмосферу при увеличении глобальной температуры, так как растворимость углекислого газа в воде падает при увеличении её температуры. Для расчетов скорости генерации ^{14}C в атмосфере ($Q(t)$) будем использовать 5-ти резервуарную модель обмена (например, [6]). При этом, как и в работах [5, 7–9] будем учитывать температурную зависимость скорости перехода радиоуглерода из верхнего слоя океана в атмосферу Земли и из атмосферы в биосферу. При этом отметим, что численные коэффициенты этих зависимостей подбирались из условия сохранения горизонтального тренда суммарного содержания изотопа ^{14}C во всех природных резервуарах на временном интервале 17000–5000 BC. Подробности этих расчетов приведены в работах [7–9].

Согласно работам [7, 8], будем описывать скорость перехода изотопа ^{14}C из океана в атмосферу, согласно выражению:

$$\lambda_{mOa} = (1 + k_1 \cdot \Delta T) \lambda_{mOa}^0, \quad (2)$$

а скорость перехода этого изотопа из атмосферы в биосферу – согласно выражению [9]:

$$\lambda_{ab} = \lambda_{ab}^0 \text{ при } t < t_2 \text{ и } \lambda_{ab} = (1 + k_2 (T(t) - T(t_0)) \sqrt{t - t_2}) \lambda_{ab}^0 \text{ при } t > t_2, \quad (3)$$

где t_2 – момент времени, с которого учитываются изменение скорости перехода изотопа ^{14}C из атмосферы в биосферу. Скорости переходов изотопа ^{14}C были взяты такие же, как в работе [9].

На рис. 2А (кривая 2) приведены результаты расчетов $Q(t)$ при $k_1 = k_2 = 0$. При этих значениях температурных коэффициентов, как видно на рисунке, полное содержание изотопа ^{14}C во всех резервуарах не остается постоянным, а меняется с содержанием ^{14}C в атмосфере практически синхронно (или с небольшим запаздыванием). Очевидно, что данный набор значений k_1 и k_2 не описывает полностью перераспределение радиоуглерода между океаном и атмосферой. На рис. 2А (кривая 3) приведены результаты расчетов при $k_1 = 0.04\text{K}^{-1}$, $k_2 = 0$. При этих значениях температурных коэффициентов наблюдается спад общего содержания радиоуглерода, начиная с $\sim(8500-8000)$ лет до нашей эры, который может быть вызван пренебрежением изменения скорости обмена между другими резервуарами. Результаты расчетов для $k_1 = 0.04$, $k_2 = 0.013$ и $t_2 = -8300$ лет представлены кривой 4 (рис. 2А). Последний вариант расчетов описывает не только увеличение скорости перехода CO_2 из океана в атмосферу, но и увеличение скорости перехода из атмосферы в биосферу, что может быть вызвано ростом растительности в Раннем Голоцене (см., например [10]). В

этом случае тренд общего содержания радиоуглерода во всех пяти резервуарах имеет тенденцию к сохранению. Оставшиеся колебания могут быть вызваны вариациями солнечной активности и геомагнитного поля. На рис. 2Б представлены результаты решения системы дифференциальных уравнений, описывающих пятирезервуарную модель, относительно скорости генерации изотопа ^{14}C в земной атмосфере $Q(t)$. Некоторые максимумы ($\approx 9150, 8200, 5465$ BC) и минимумы ($\approx 8360, 6715$ BC) функции $Q(t)$ также присутствуют на рисунке 1В для $\Delta^{14}\text{C}$. Отдельно необходимо отметить минимум скорости генерации ^{14}C , приходящийся на ~ 12370 BC. Этот временной период должен отвечать повышенной солнечной активности, а, следовательно, теплему периоду на Земле. Такой теплый период действительно наблюдался [11].

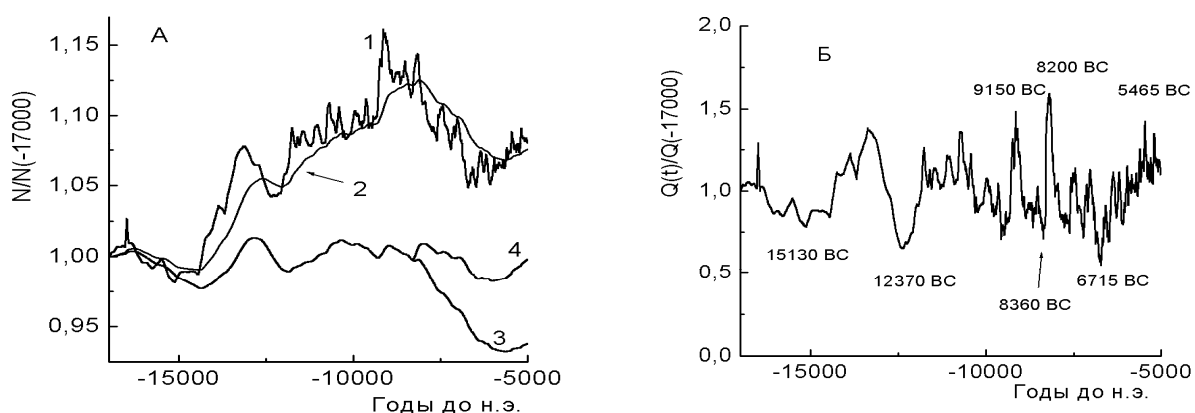


Рис. 2. А: 1 – изменение содержания изотопа ^{14}C в составе углекислого газа в земной атмосфере; 2–4 – изменение суммарного содержания изотопа ^{14}C в природных резервуарах. **Б** – вариации реконструированной скорости генерации изотопа ^{14}C в атмосфере Земли под действием ГКЛ.

Работа Кудрявцева И.В. и Наговицына Ю.А. была частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00090 и программой ПРАН № 7.

Литература

1. *Marcott S.A., Shakun J.D.* // Pages Magazine, 2015, V. 23(1), p. 28.
2. *Marcott et al.* // Science, 2013, V. 339, p. 1198.
3. *Monnin E., et al.* // Earth and Planetary Science Letters, 2004, V.224, p. 45.
4. *Reimer P.J. et al.* // Radiocarbon, 2013, V. 55(4), p. 1869.
5. *Kuleshova A.I et al.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, V. 55, No. 8.
6. *Дорман Л.И.* / Труды Шестого всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. с. 49.
7. *Koudriavtsev I. et al.* // Geochronometria, 2014, V41(3), p. 216.
8. *Kudryavtsev I.V. et al.* // Geomag. and Aeronomy, 2016, V. 56, No. 7, P. 858.
9. *Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.* / Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», 10–14 октября 2016 г., ГАО РАН, СПб, с. 179.
10. *Монин А.С., Шишков Ю.А.* История климата. – Гидрометеиздат. Л., 1979. 406 с.
11. *Litt T. et al.* // Eiszeitalter und Gegenwart (Quaternary Science Journal), 2007, 56 (1/2), s.7.

К ВОПРОСУ О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ ВАРИАЦИЙ КЛИМАТА НА РАДИОУГЛЕРОДНЫЕ ДАННЫЕ ВО ВРЕМЯ ПОЗДНЕГО ДРИАСА

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Дергачев В.А.¹

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

²*ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

A POSSIBLE IMPACT OF THE CLIMATE VARIATIONS ON THE RADIOCARBON DATA DURING THE YOUNGER DRYAS

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

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg*

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

A relative alteration of radiocarbon in the Earth atmosphere during the Younger Dryas (≈ 10700 – 9700 years BC) is considered. Variations of the solar activity and the geomagnetic field can lead to changes in the radiocarbon content by only 2.5 percent, while the main contribution is provided by climatic factors. The isotope ^{14}C production rate is analyzed.

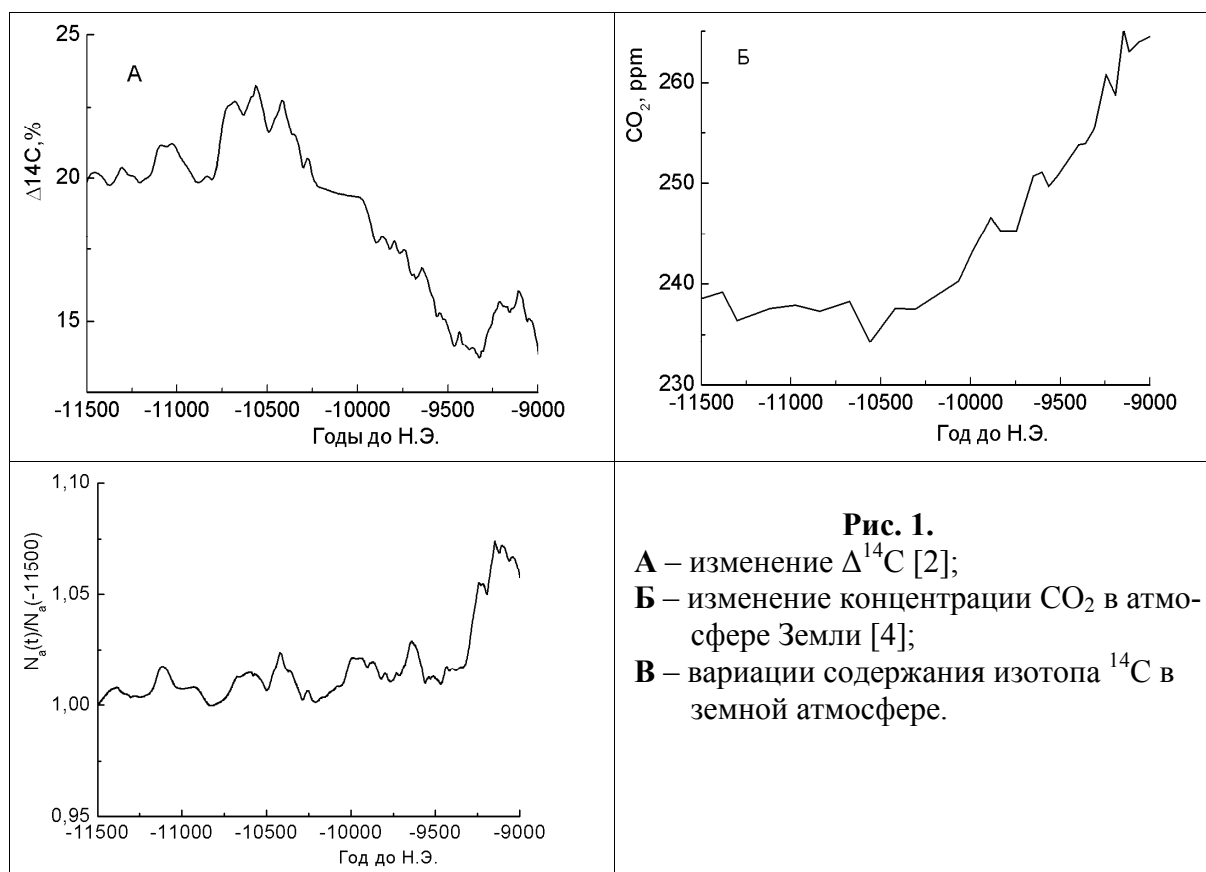
Данные по содержанию космогенного изотопа ^{14}C в земной атмосфере, как известно, отражают изменение интенсивности Галактических Космических Лучей (ГКЛ), проникающих в атмосферу Земли. Вызвано это тем, вариации солнечной активности приводят к модуляции интенсивности ГКЛ при их распространении в гелиосфере, что позволяет использовать радиоуглеродные данные для изучения изменения активности Солнца в прошлые столетия и тысячелетия. Однако изменения земного климата приводят к искажению информации о солнечной активности, зафиксированной в радиоуглеродных данных. В настоящей работе рассматривается временной интервал с середины 12 века до нашей эры по начало 10 века до нашей эры. На этот временной интервал приходился Поздний Дриас (см., например [1]), во время которого наступило быстрое похолодание после длительного периода таяния ледников и повышения глобальной температуры. Известно, что этот холодный период длился около одной тысячи лет и резко сменился теплым периодом, что ознаменовало переход к Голоцену около 12 тысяч лет назад. Рассмотрим, как влияют эти резкие колебания климата на радиоуглеродные данные.

На рисунке 1А представлено изменение относительного содержания радиоуглерода ($\Delta^{14}\text{C}$) в земной атмосфере с 11500 до 9000 лет до нашей эры [2]. На этом рисунке отчетливо видно уменьшение $\Delta^{14}\text{C}$ во время Позднего Дриаса на величину около 10%. Возникает вопрос, какова причина этого уменьшения: связана ли она с изменением интенсивности галактических космическим лучей или она обусловлена климатическими изменениями? Для ответа на этот вопрос рассмотрим, как изменяется абсо-

лютное содержание изотопа ^{14}C в атмосфере Земли. Изменение содержания этого изотопа во времени в атмосфере Земли может быть определено из следующего выражения (см., например [3]).

$$\frac{Na(t)}{Na(t_0)} = \frac{CO_2(t)}{CO_2(t_0)} (1 + \Delta^{14}\text{C}(t)/100) / (1 + \Delta^{14}\text{C}(t_0)/100), \quad (1)$$

где $CO_2(t)$ – концентрации углекислого газа в атмосфере, $\Delta^{14}\text{C}$ выражено в процентах. Для дальнейшего рассмотрения будем использовать данные по содержанию углекислого газа в атмосфере Земли, представленные в работе [4] и приведенные на рисунке 1Б. Концентрация углекислого газа плавно уменьшается с середины 12-го тысячелетия до н.э. по середину 11 –го века до н.э., после чего начинается её рост. На рисунке 1В приведены результаты расчетов изменения содержания изотопа ^{14}C в земной атмосфере, согласно выражению (1) (см. также [5, 6]).



На рисунке видно, что абсолютное содержание изотопа ^{14}C в течение Древнего Дриаса изменяется только на величину не более 2,5%. Таким образом, основная часть изменения $\Delta^{14}\text{C}$ может быть связана с изменением концентрации углекислого газа в земной атмосфере, которое происходило во время перехода от последнего оледенения к тёплому Голоцену. Причиной этого, очевидно, является перераспределение радиоуглерода между океаном и атмосферой при изменении глобальной температуры (см.,

например [6]). Оставшиеся вариации содержания радиоуглерода в атмосфере Земли могут быть связаны с изменением скорости генерации изотопа ^{14}C при изменениях активности Солнца и магнитного поля Земли.

Рассмотрим теперь, как изменялось содержание изотопа ^{14}C в природных резервуарах во время рассматриваемого промежутка времени. Для этого будем использовать пяти резервуарную модель (см., например [7, 3]), которая описывается системой пяти дифференциальных уравнений для изменения содержания космогенного изотопа ^{14}C в атмосфере, биосфере, гумусе, верхнем и глубинных слоях океана. При этом, как и в работах [8, 3, 6], для описания температурной зависимости скорости перехода изотопа ^{14}C из верхнего слоя океана в атмосферу будем использовать выражение $\lambda_{mOa} = (1+k\Delta T) \lambda_{mOa}^0$, где k – температурный коэффициент, ΔT – вариации глобальной температуры. Для ΔT мы используем данные, представленные в работах [9, 10]. В работе [6] было показано, что на временном интервале 17000–9000 лет до нашей эры значения этого коэффициента должны находиться в интервале (0.04–0.05) K^{-1} .

Аналогично работе [6], расчеты проводились в два этапа. На первом этапе находились равновесные значения содержания изотопа ^{14}C в атмосфере, биосфере, гумусе, верхнем и глубинных слоях океана для глобальной температуры, представленной в работах [9, 10], соответствующих году, когда система находилась в квазистационарном состоянии. В качестве такого момента времени был выбран момент 11500 лет до нашей эры, когда температура достигла своего локального максимума, а затем началось её уменьшение. На втором этапе, используя найденные равновесные значения содержания изотопа ^{14}C в различных природных резервуарах, производился расчет содержания этого изотопа в биосфере, гумусе, верхнем и глубоком слоях океана, а также скорости его генерации в атмосфере для различных моментов времени.

На рисунке 2 приведены результаты расчетов изменения суммарного содержания изотопа ^{14}C в верхнем и глубоком слоях океана для различных температурных коэффициентов $k = 0.02; 0.045; 0.07$ (кривые 2, 3, 4, соответственно). При этом скорости перехода радиоуглерода между резервуарами были взяты такие же, как работе [11], а его содержание в атмосфере (Na) в момент времени 11500 лет до нашей эры было принято равным $7,2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$. Аналогичные результаты и для других начальных значений Na . Как видно на рисунке 2А, до середины 11-го века до н.э. происходило синхронное увеличение содержания изотопа ^{14}C в атмосфере (кривая 1) и в океане. Однако, начиная с середины 11 века до н.э., содержание изотопа ^{14}C в океане и суммарно во всех резервуарах начало медленно уменьшаться при $k > 0.02 \text{ K}^{-1}$. При этом, начиная со второй половины 11 века до н.э. начала и уменьшаться скорость генерации изотопа ^{14}C в атмосфере, что может быть связано с увеличением солнечной активности или усилением геомагнитного поля.

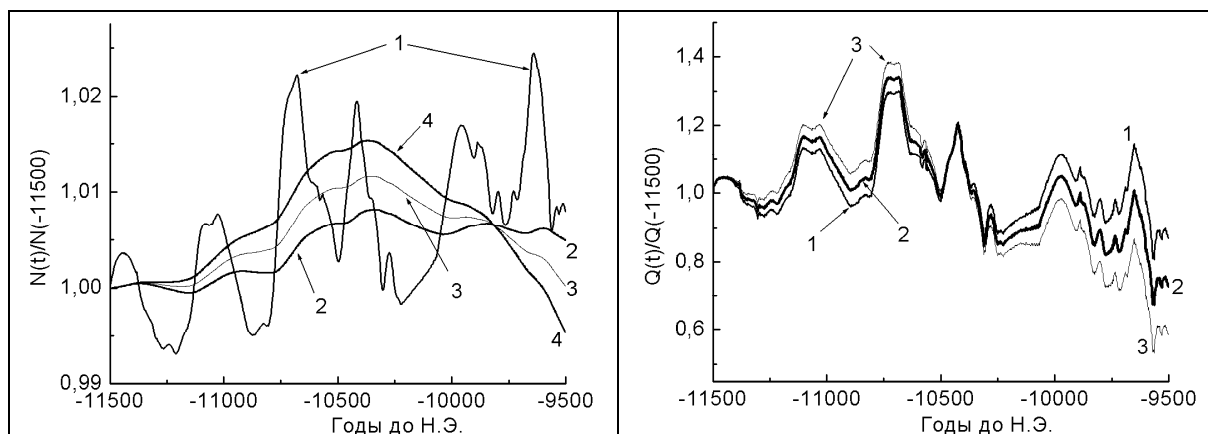


Рис. 2. А – изменение содержания изотопа ^{14}C в атмосфере (кривая 1) и в океане (кривые 2–4 при $k = 0.02; 0.045; 0.07\text{K}^{-1}$); Б – вариации скорости генерации изотопа ^{14}C в земной атмосфере при $k = 0.02; 0.045; 0.07\text{K}^{-1}$ кривые 1–3, соответственно.

В заключении сформулируем выводы проделанной работы. Во-первых, отмеченное уменьшение $\Delta^{14}\text{C}$ на величину $\approx 10\%$ во время Позднего Дриаса может быть связано с климатическими факторами. Оставшиеся вариации, не превышающие $2,5\%$, могут быть связаны с вариациями скорости генерации изотопа ^{14}C . Во-вторых, в течение временного интервала, соответствующего Позднему Дриасу, происходит уменьшение скорости генерации изотопа ^{14}C , которое может быть связано с изменениями во времени геомагнитного поля и (или) солнечной активности.

Работа Дергачева В.А. была частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00090.

Литература

1. *Peteet D.M.*, 2009. Younger Dryas. In *Encyclopedia of Paleoclimatology and Ancient Environments*. V. Gornitz, Ed., Encyclopedia of Earth Sciences Series. Springer, 993–996.
2. *Reimer P.J. et al.* // *Radiocarbon*, 2013. V. 55(4), p. 1869
3. *Kuleshova A.I et al.* // *Geomag. and Aeronomy*. 2015. V. 55, No. 8.
4. *Monnin E., et al.* // *Earth and Planetary Science Letters*, 2004, V. 224, p. 45.
5. *Roth R. and Joos F.* // *Clim. Past*, 2013, V. 9. P. 1879.
6. *Kudryavtsev I.V. et al.* // *Geomag. and Aeronomy*, 2016, V. 56, No.7, P. 858.
7. *Дорман Л.И.* / Труды Шестого Всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978, с. 49.
8. *Koudriavtsev I. et al.* // *Geochronometria*, 2014. V.41(3), p. 216.
9. *Marcott S.A., Shakun J.D.* // *Pages Magazine*, 2015. V. 23(1), p. 28.
10. *Marcott et al.* // *Science*, 2013. V. 339, p. 1198.
11. *Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.* / Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», 10–14 октября 2016 г., ГАО РАН, СПб, 2016, с. 179.

**РЕКОНСТРУКЦИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО МОДУЛЯЦИОННОГО
ПОТЕНЦИАЛА И ЧИСЕЛ ВОЛЬФА НА ОСНОВЕ
РАДИОУГЛЕРОДНЫХ ДАННЫХ С НАЧАЛА 11 ВЕКА ПО
СЕРЕДИНУ 19 ВЕКА С УЧЕТОМ КЛИМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ**

**Кулешова А.И.¹, Дергачев В.А.², Кудрявцев И.В.^{2,1},
Наговицын Ю.А.¹, Огурцов М.Г.^{2,1}**

¹ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия

**RECONSTRUCTION OF THE HELIOSPHERIC MODULATION
POTENTIAL AND WOLF NUMBERS BASED ON RADIOCARBON
DATA FROM THE BEGINNING OF THE 11TH CENTURY TO THE
END OF THE 19TH CENTURY TAKING INTO ACCOUNT THE
CLIMATE CHANGES**

**Kuleshova A.I.¹, Dergachev V.A.², Kudryavtsev I.V.^{2,1},
Nagovitsyn Y.A.¹, Ogurtsov M.G.^{2,1}**

¹Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

²Ioffe Institute, St. Petersburg

The results of reconstruction of the heliospheric modulation potential and Wolf numbers from the beginning of 11th to the middle of the 19th century based on radiocarbon data and taking into account changes in climatic parameters are presented. This time interval includes the minima of the solar activity of Oort, Wolf, Spörer, Maunder and Dalton as well as the medieval maximum of solar activity (12th and first half of the 13th century AD). Since the isotope ¹⁴C is produced in the Earth's atmosphere due to the action of high-energy galactic cosmic rays (GCR), the data on the variations of the content of the cosmogenic ¹⁴C isotope in the annual tree rings make it possible to study changes in the intensity of galactic cosmic rays, interplanetary magnetic field and solar activity on those time intervals for which no instrumental measurements are available. The intensity of GCR in the heliosphere is not constant, it is modulated by variations in solar activity. As known, the modulation of GCR in the heliosphere can be described by the heliospheric modulation potential. When reconstructing this potential (and Wolf numbers), it is necessary to take into account the climatic effects affecting the content of radiocarbon in the Earth's atmosphere and tree rings. The report presents the results of calculations of the modulation potential and Wolf numbers. At the same time, we consider radiocarbon exchange between atmosphere, biosphere, humus, upper and deep layers of the ocean.

Рассмотрим реконструкцию гелиосферного модуляционного потенциала и чисел Вольфа с начала 11 века по середину 19-го на основе данных по содержанию космогенного изотопа ¹⁴C в земной атмосфере [1, 2] с учетом изменения климатических параметров. Как известно, на этот временной интервал приходятся минимумы солнечной активности Оорта, Вольфа, Шпёпера, Маундера и минимум Дальтона, а также средневековый макси-

мум солнечной активности. Реконструкция вариаций солнечной активности на основе радиоуглеродных данных проводилась неоднократно (см., например, работы [3, 4]). Однако вопрос о влиянии климатических изменений на результаты недостаточно изучен. Известно, что на рассматриваемый нами временной интервал приходился Малый Ледниковый Период, в течение которого наблюдалось уменьшение глобальной температуры и прослеживались вариации содержания углекислого газа в атмосфере Земли (рис. 1А). На рис. 1Б приведены три различные реконструкции приземной температуры для рассматриваемого временного интервала, которые мы будем учитывать при расчетах.

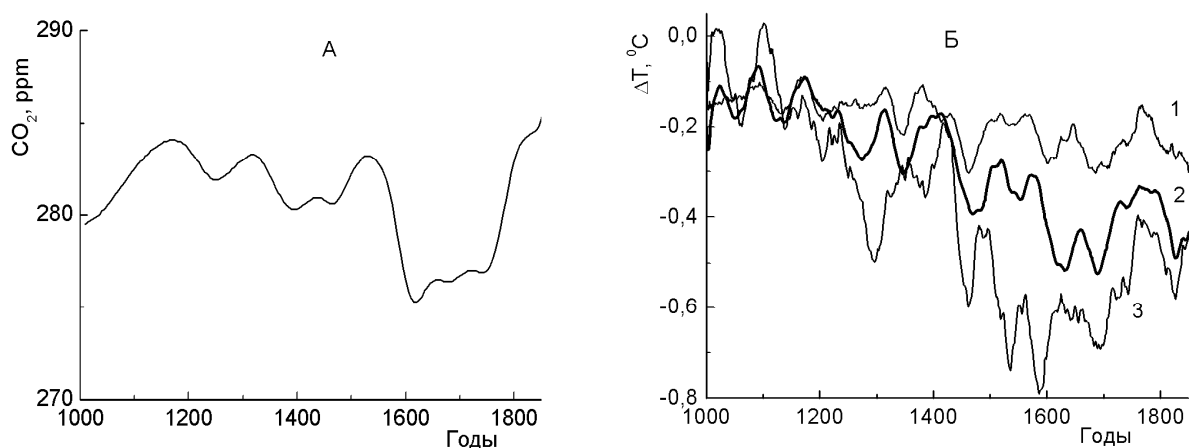


Рис. 1. А – изменение концентрации углекислого газа в земной атмосфере [5]; Б – реконструкции приземной температуры: 1 – Mann et al. 1999 [6], 2 – Crowley et al., 2000 [7], 3 – Moberg et al., 2005 [8].

Необходимость учета изменения глобальной температуры при реконструкции вариаций солнечной активности на основе радиоуглеродных данных была отмечена достаточно давно [9]: она связана с зависимостью скоростей перехода ^{14}C между природными резервуарами от температуры. Кроме вариаций климата, при реконструкции вариаций солнечной активности, необходимо учитывать и вариации магнитного поля Земли, которое препятствует проникновению заряженных частиц из межпланетного пространства в атмосферу Земли (см., например, [10, 11]). Расчеты модуляционного потенциала и чисел Вольфа производились нами на основе пятирезервуарной модели углеродной системы, учитывающей обмен углеродом между атмосферой, биосферой, гумусом, верхним и глубоким слоями океана аналогично работе [12]. При этом, скорость перехода радиоуглерода из поверхностного слоя океана в атмосферу описывалась выражением $\lambda_{mOa} = (1 + k\Delta T)\lambda_{mOa}^0$, где k – температурный коэффициент.

На рис. 2 представлены реконструкции гелиосферного модуляционного потенциала при $k = 0.1\text{K}^{-1}$ (обоснование этого значения приведено в работах [12, 13]). Учет влияния магнитного поля Земли на проникновение

частиц галактических космических лучей в атмосферу Земли проводился согласно работам [10, 11]. На всех приведенных реконструкциях отчетливо проявляются все глобальные минимумы солнечной активности. При этом минимальное значение модуляционного потенциала могло достигать 80МВ во время минимума Шперера в случае, если глобальная температура изменялась согласно реконструкции Moberg et al., 2005 [8]. В случае изменения температуры согласно реконструкциям Mann et al., 1999 [6] и Crowley et al., 2000 [7], это значение могло составлять около 300 МВ. Максимальные значения модуляционного потенциала, соответствующие максимумам солнечной активности могли достигать 1 ГВ и даже выше. При этом достаточно высокие значения модуляционного потенциала на интервале 1100–1250 лет соответствуют средневековому максимуму активности Солнца.

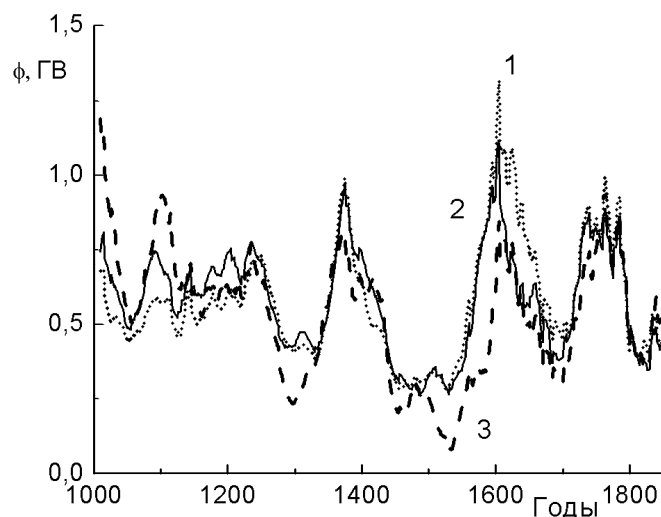


Рис. 2. Значения модуляционного потенциала, реконструированные при $k = 0.1\text{K}^{-1}$ для трех разных температурных реконструкций: 1 – Mann et al. 1999 [6], 2 – Crowley et al., 2000 [5], 3 – Moberg et al., 2005 [8].

На рис. 3 представлены восстановленные числа Вольфа. При этом переход от модуляционного потенциала к числам Вольфа проводился аналогично работе [12]. Как следует из сравнения реконструированных и измеренных чисел Вольфа, первые описывают усредненные уровни солнечной активности вследствие перераспределения радиоуглерода между природными резервуарами, что ведет к сглаживанию солнечного сигнала в радиоуглеродных данных. При этом средние значения чисел Вольфа в период средневекового максимума солнечной активности могли достигать 50–70, что вполне сопоставимо с их современными средними значениями (~70). Больших значений числа Вольфа (до 100) могли достигать во время максимумов солнечной активности, приходящихся на ~(1370–1390) и ~(1615–1625) годы.

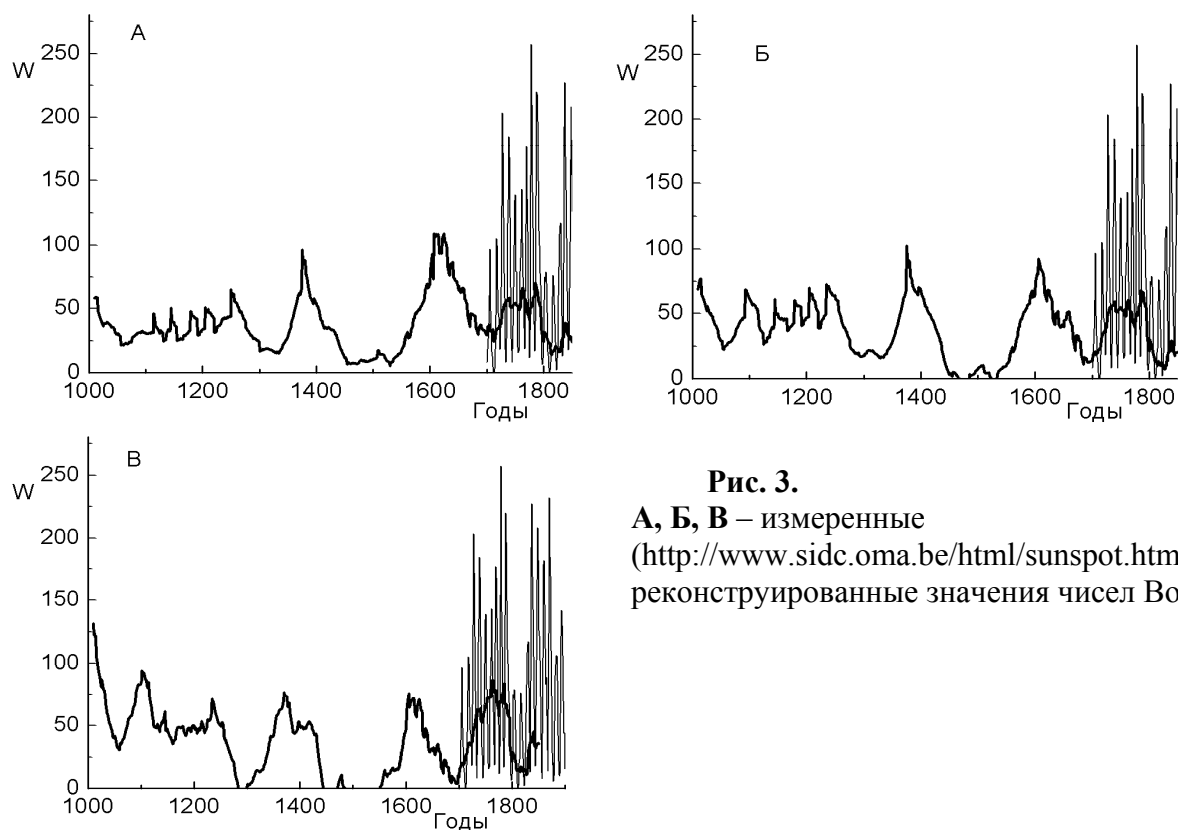


Рис. 3.
А, Б, В – измеренные
(<http://www.sidc.oma.be/html/sunspot.html>) и
реконструированные значения чисел Вольфа.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 16-02-00090 и Программы ПРАН № 7.

Литература

1. Reimer P.J. et al. // Radiocarbon, 2009, V. 51, p. 1111.
2. Reimer P.J. et al. // Radiocarbon, 2013, V. 55(4), p. 1869.
3. Кочаров Г.Е. и др. // Письма в астрономический журнал, 1983, Т. 9, № 4, с. 206.
4. Usoskin I. et al. Astronomy & Astrophysics, 2014, V. 562, L10.
5. Etheridge D.M. et al., 1998, <http://cdiac.ornl.gov/ftp/trends/co2/lawdome.smoothed.yr75>
6. Mann M.E. et al. // Geophysical Res. Let., 1999, V. 26, P. 759–762.
7. Crowley T.J., Lowery T.S. // Ambio, 2000, V. 29, P. 51–54.
8. Moberg A, et al. // Nature, 2005, V. 433, P 613-617.
9. Дергачев В.А., Остряков В.М. // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. С. 177.
10. Kovaltsov G.A. et al. // Earth and Planetary Science Letters, 2012, V. 337–338, P.114–120
11. Usoskin I. et al. // Astronomy & Astrophysics, 2014, V. 562, L10.
12. Kuleshova A.I. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, Vol. 56, No. 8, P. 998.
13. Koudriavtsev I. et al. // Geochronometria, 2014, V. 41(3), P. 216.

АНАЛИЗ СКОРОСТИ УВЕЛИЧЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА ВО ВСПЛЫВАЮЩИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Куценко А.С., Абраменко В.И., Тихонова О.И.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

ANALYSIS OF THE MAGNETIC FLUX GROWTH RATE IN EMERGING ACTIVE REGIONS

Kutsenko A.S., Abramenko V.I., Tikhonova O.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

We studied the emergence process of 42 active region (ARs) by analyzing the time derivative, $R(t)$, of the total unsigned flux. Line-of-sight magnetograms acquired by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamic Observatory (SDO) were used. A continuous piecewise linear fitting to the $R(t)$ -profile was applied to detect an interval, Δt_2 , of nearly-constant $R(t)$ covering one or several local maxima. The averaged over Δt_2 magnitude of $R(t)$ was accepted as an estimate of the maximal value of the flux growth rate, R_{MAX} . The normalized flux growth rate, R_N , was defined under an assumption that the saturated total unsigned flux, F_{MAX} , equals unity. Out of 42 ARs in our initial list, 36 event were successfully fitted and they form two subsets (with a small overlap of 8 events): the ARs with a short (< 13 h) interval Δt_2 and a high (> 0.024 h⁻¹) normalized flux emergence rate, R_N , form the “rapid” emergence event subset. The second subset consists of “gradual” emergence events and it is characterized by a long (> 13 h) interval Δt_2 and a low R_N (< 0.024 h⁻¹). In diagrams of R_{MAX} plotted versus F_{MAX} , the events from different subsets are not overlapped and each subset displays an individual power law. The power law index derived from the entire ensemble of 36 events is 0.69 ± 0.10 , which significantly exceeds the index value of 0.57 reported earlier. Analysis of magnetograms movies allowed us to suggest that the “rapid” emergence is consistent with a “two-step” emergence process of a single twisted flux tube. The “gradual” emergence is possibly related to a consecutive rising of several flux tubes emerging at nearly the same location.

Продолжая исследования режимов всплытия магнитного потока в солнечной фотосфере, мы исследовали 42 всплывающих активных области (АО) по данным наблюдений продольного магнитного поля, hmi.M_720s, полученным инструментом HMI/SDO.

Анализировалась производная по времени, $R(t)$, от общего магнитного потока АО. Поток вычислялся как сумма абсолютных величин потоков в пикселях. Вычислялось непрерывное кусочно-гладкое приближение к профилю $R(t)$ с тем, чтобы получить интервалы нарастания, Δt_1 , и квазипостоянного значения, Δt_2 , производной. Интервал Δt_2 покрывал один или несколько локальных максимумов функции $R(t)$. Величина $R(t)$, усредненная по интервалу Δt_2 , была принята как максимальное значение скорости роста магнитного потока в данной АО, R_{MAX} . Эта величина менялась в пределах $(0.5-5) \times 10^{20}$ Мх/час для АО с максимальным общим потоком $(0.5-3) \times 10^{22}$ Мх. Мы определили также нормализованную скорость роста

магнитного потока, R_N , принимая за единицу максимальное значение потока АО.

Из 42-х АО нашего списка, мы смогли успешно аппроксимировать 36. Эти 36 АО образовали два подмножества с небольшим перекрытием в 8 случаев. Активные области с коротким (< 13 часов) интервалом Δt_2 и высоким R_N (> 0.024 час $^{-1}$) образуют подмножество быстро-всплывающих АО. Характерные примеры приведены на рис. 1.

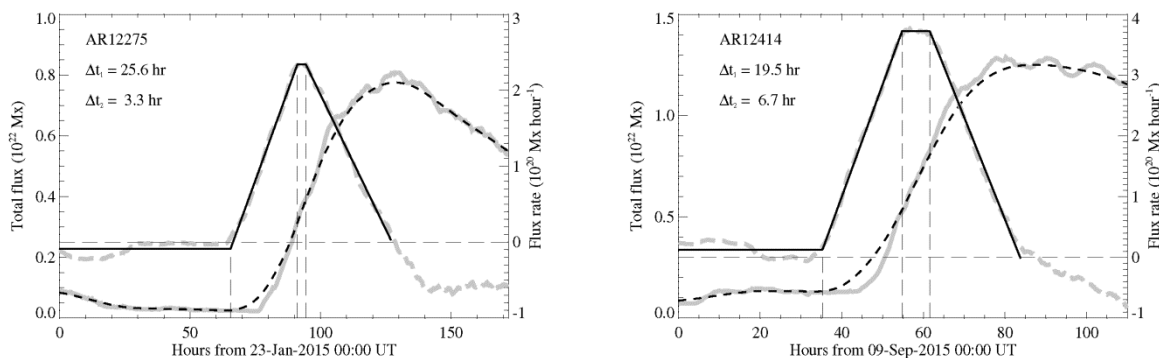


Рис. 1. Профили общего магнитного потока до (серая сплошная линия) и после (черная штриховая линия) фильтрации искусственной 24-часовой гармоничности в данных. Серой штриховой линией показана функция роста потока $R(t)$ (производная от черной штриховой) и ее кусочно-гладкое наилучшее линейное приближение (черная сплошная линия). Три вертикальные пунктирные линии отмечают начало интервала Δt_1 , начало и конец интервала Δt_2 , соответственно. Это типичные примеры быстро-всплывающих АО с коротким (< 13 часов) интервалом Δt_2 и высоким значением нормализованной скорости прироста R_N магнитного потока ($R_N > 0.024$ час $^{-1}$).

Второе подмножество всплывающих активных областей – постепенно-всплывающие – характеризуется длинным интервалом Δt_2 (> 13 часов) и низким значением R_N (< 0.024 час $^{-1}$). Типичные примеры постепенно-всплывающих АО приведены на рис. 2. Основа нашего разделения всех АО на два подмножества – гистограммы, представленные на рис. 3, и диаграммы, представленные на рис. 4.

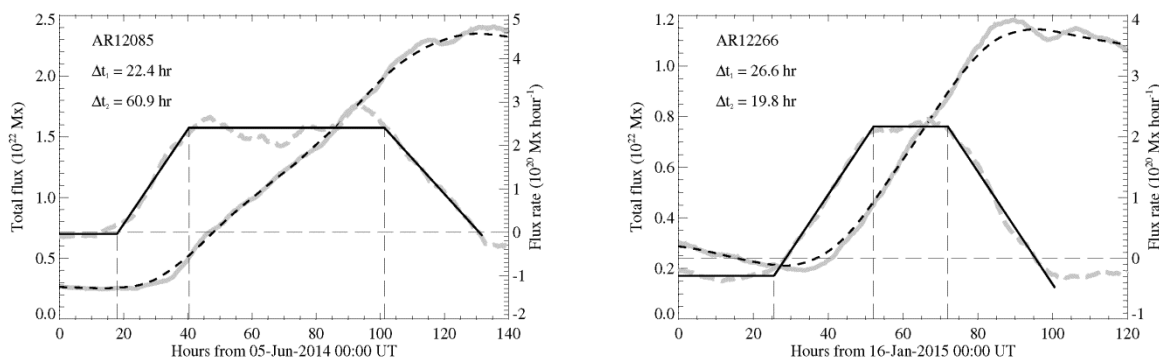


Рис. 2. Типичные примеры функций роста магнитного потока для постепенно-всплывающих АО. Обозначения те же, что на рис. 1.

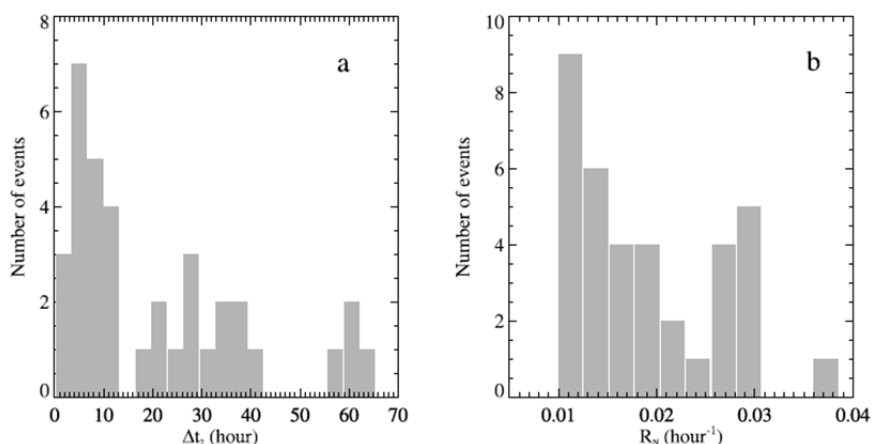


Рис. 3. *a* – распределение величин интервала Δt_2 по 36-ти АО. Провал на $\Delta t_2 = 13$ часов, разделяющий всю группу на два подмножества, хорошо виден. *b* – распределение величин нормализованной скорости прироста R_N магнитного потока. Провал на $R_N \approx 0.024 \text{ час}^{-1}$ также присутствует.

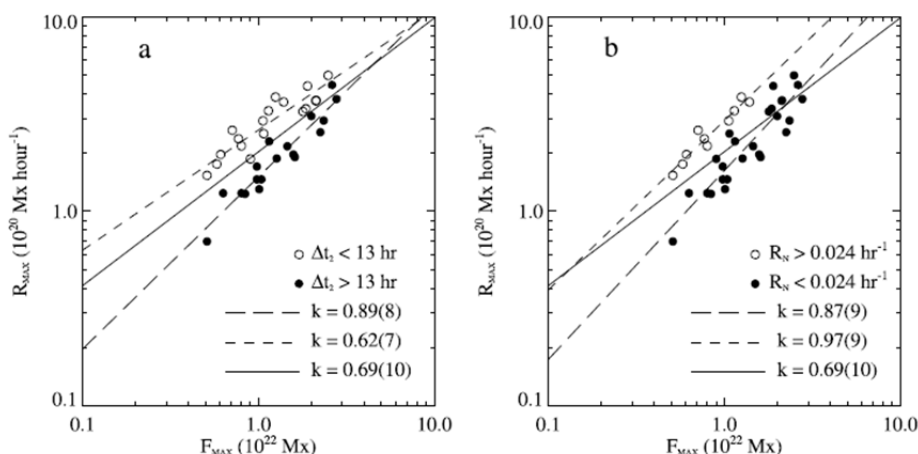


Рис. 4. Максимальная скорость прироста потока, R_{MAX} , как функция от F_{MAX} .

Величина максимальной скорости прироста R_{MAX} магнитного потока в зависимости от максимального потока F_{MAX} показана на рис. 4. Активные области из разных подмножеств не перекрываются, и для каждого подмножества выполняется свой степенной закон. Спектральный индекс, вычисленный по полному ряду данных составляет 0.69 ± 0.10 .

Фильмы вспышки АО позволяют выявить основное различие между быстро-всплывающими и постепенно-всплывающими АО. Особенности появления быстро-всплывающих хорошо согласуются с моделью двух-ступенчатого встлывания (two-step emergence, [1, 2]) одиночной скрученной трубки и с моделью дробления магнитного потока [3]. Азимутальная компонента поля скрученной горизонтальной (раздробленной) трубки вносит свой вклад в наблюдаемое вертикальное поле. Быстрое расширение квази-овального магнитного образования смешанной полярности характерно для

раннего этапа этого типа вспытия. Второй тип вспытия – постепенно-всплывающие АО – согласуется с представлениями о последовательном всплывании нескольких диполей на одном месте. Есть указания на то, что АО быстрого всплывания обладают большей степенью скрученности, чем АО с постепенным режимом всплывания.

Почему активные области первого типа проявляют более быстрое нарастание потока? Одно из возможных объяснений заключается в следующем. Подфотосферные турбулентные движения производят закручивание поднимающейся магнитной трубки, генерируют ток вдоль нее, и, т.о., создают дополнительное азимутальное поле в (горизонтальной) трубке, обеспечивая интенсивный прирост вертикального магнитного потока. В более широком аспекте можно предположить, что так проявляет себя подфотосферное турбулентное динамо на масштабах активной области.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ-грантов 16-02-00221 А, 17-02-00049 и 17-52-53203.

Литература

1. *Archontis, V., Moreno-Insertis, F., Galsgaard, K., Hood, A., O'Shea, E.* // 2004, *Astron. Astrophys.* v. **426**, p. 1047–1063.
2. *Toriumi, S., Yokoyama, T.* // 2010, *Astrophys. J.* v. **714**, p. 505–516.
3. *Cheung, M.C.M., Rempel, M., Title, A.M., Schüssler, M.* // 2010, *Astrophys. J.* **720**, 233–244.

ФОРМИРОВАНИЕ ПЕТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

Мерзляков В.Л.

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

FORMING OF LOOP STRUCTURES OF THE TRANSITION REGION OF SOLAR ATMOSPHERE

Merzlyakov V.L.

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

The transition region of solar atmosphere has been constructed as the system of loop with different temperature. The loops are formed by electric drift, which is created by variable magnetic source. This drift moves the loop into transition region, where loop current is arise and loop size is stabilized. Also the temperature of this loop decreased from coronal to chromospheric values. As a result of studied phenomena we have narrow (\approx loop diameter) interface region with different temperature plasma.

Введение

Температурное распределение в солнечной атмосфере имеет резкий скачок между хромосферой и короной. Это так называемая переходная область, где сосредоточено значительное количество плазмы в широком температурном диапазоне от $3 \cdot 10^4$ К до $5 \cdot 10^5$ К [1]. Подавляющая часть такого разнотемпературного вещества, как представляется, сосредоточена в петельных структурах [2, 3]. Вопрос о формировании этих структур остается дискуссионным. Один из возможных вариантов его решения представлен в данной работе.

Петельные структуры атмосферы

Наблюдения показывают, что переходная область существует над любой частью солнечной поверхности. И её температурные свойства остаются достаточно стабильными как со временем, так и по пространству. Это означает, что механизм формирования петель переходной области действует по всему Солнцу независимо от его активности. Масштаб его действия, вероятно, соответствует высотной протяженности такой области $\approx 3 \cdot 10^3$ км.

Исходя из вышесказанного, автором предлагается вариант формирования переходной области петельными структурами, которые возникают в результате действия дрейфового механизма. Этот механизм позволяет локально уплотнять корональную плазму в виде петельной структуры [4]. Важной особенностью такой структуры является её динамичность и уменьшение высоты со временем. Стабилизация её размера наступает в

случае появления тока незамагниченных протонов, которые нагревают плазму, и этот эффект наблюдается как нановспышка [4]. В таком механизме есть два важных момента, позволяющие говорить о применимости его и в случае переходной области. Во-первых, формирование петельной структуру происходит в масштабе действия мезогрануляционной конвекции, которая усиливает фоновое магнитное поле. Тем самым, мы имеем дело с механизмом, распространенным по всей солнечной поверхности и независимым от степени активности Солнца. Во-вторых, реализация эффекта нановспышки возможно только при достижении некоторой критической плотности, когда протоны становятся незамагниченными. Если такого не происходит, то петля опускается до уровня переходной зоны, где естественным образом охлаждается. В такой ситуации может быть объяснен широкий температурный интервал петель переходной области в узком высотном интервале.

Модельные построения

В качестве модельного представления магнитного источника принимаем следующие его параметры. Считаем его «точечным» и расположенным ниже уровня фотосферы на 1.4–2.8 тыс. км в основании мезогрануляции, исходя из её наблюдаемого размера 5"–10" [5]. Соотношение между дипольной и октупольной магнитными гармониками источника $Q/M < 10^{-3} R_{\text{sun}}^2$ для низких петель [4]. Мощность источника определяется степенью усиления конвективными движениями фонового магнитного поля, которое согласно [6] может составлять несколько десятков раз. Для уровня фотосферы это означает существование полей в десятки гаусс.

Рассчитаем напряженность магнитного поля от этого источника на нейтральной поверхности, где возникает плотная петля. Вариант с максимальным полем 10 Гс и соотношением между магнитными гармониками $Q/M = 3 \cdot 10^{-4} R_{\text{sun}}^2$ приведен на рис. 1. Левый рис. 1 относится к глубине залегания источника 1.4 тыс. км, а правый – к положению на 2.8 тыс. км.

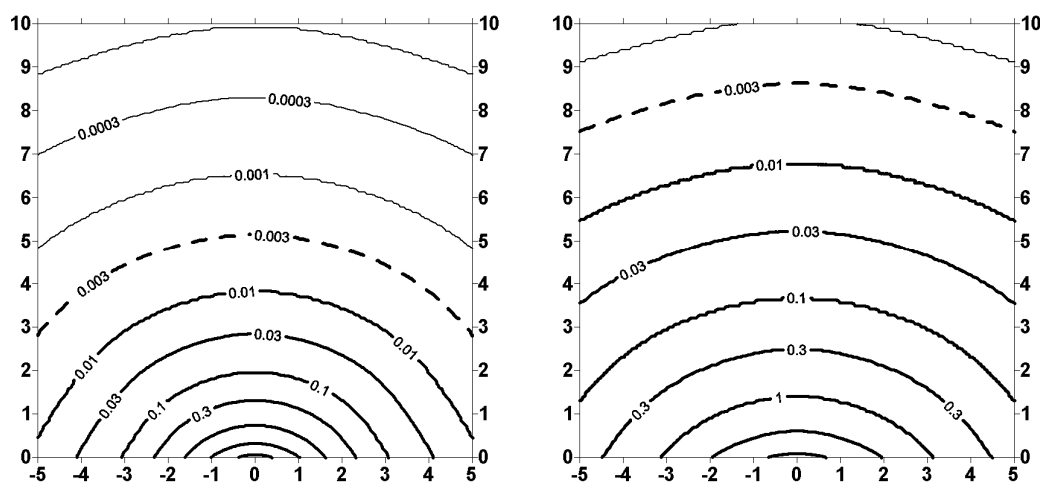


Рис. 1.

На рис. 1 поле напряженностей изображено в виде линий изогаусс. Пунктирная линия отмечает верхнюю границу замагниченности протонов. Выше него реализуются нановспышки за счет тока незамагниченных протонов в петлях. Вариант корональной температуры $T_e = 10^6$ К и плотности в нановспышечных петлях $n_p = 10^9$ см⁻³. Появление незамагниченных протонов определяется условием, когда гирочастота вращения протона не превышает частоту столкновений протон-электрон ($\omega \leq \nu$):

$$B < 4 \cdot 10^{-3} n_p T_e^{-3/2}. \quad (1)$$

Из формулы (1) и получаем границу между замагниченными и незамагниченными протонами (рис. 1). При этом вариант меньшей глубины источника (рис. 1 левый) позволяет реализоваться нановспышкам на всем высотном интервале вплоть до переходной области (3 тыс. км). И только низкие петли при отсутствии в них тока перемещаются в переходную область, что выглядит наиболее предпочтительным для нашего рассмотрения. Это означает, что источник, вероятно, на глубине около 1.4 тыс. км.

Опускание горячей петли в переходную область приводит к её охлаждению. Наиболее эффективно потеря тепловой энергии происходит через теплопроводность. Время охлаждения петли диаметром $d=500$ км [7] при градиенте температуры $\nabla T \leq 10^{-2}$ °/см составит $\approx k_B T_e \cdot n_e \cdot d / (10^{-6} T_e^{5/2} \cdot \nabla T) \sim$ секунды. Процесс охлаждения приведет к появлению тока незамагниченных протонов. Исходя из условия (1), при напряженности переходной области $B = 0.03$ Гс (рис. 1 левый) и плотности $n_p = 10^9$ см⁻³ ток возникнет при охлаждении петли до $T_e = 5 \cdot 10^5$ К. Это верхняя температурная граница, т.е. во всех петлях переходной области после её достижения возникает ток протонов.

Энергетический баланс петли

Появление тока в петлях переходной области приводит к их теплоизоляции от внешней плазмы и к нагреву. Мощность нагрева током $W_j = \sigma E^2 / (1 + (\omega/\nu)^2)$, где из-за направления тока поперек силовых линий магнитного поля электропроводность σ уменьшена на отношение гирочастоты к частоте столкновения. Электрическое поле E на уровне переходной области определяется временной вариацией дипольной гармоникой M и на нейтральной поверхности (место формирования петли) имеет вид [8]:

$$E = (r^2/c) \partial M / \partial t. \quad (2)$$

В нашем случае (рис. 1 левый) расстояние от источника $r \approx 4$ тыс. км (1.4 + 2.5), а дипольный момент $M = 9 \cdot 10^{-10} R_{\text{sun}}^3$. Предполагая, что процесс усиления магнитного поля длится половину жизни мезогранулы $5 \cdot 10^3$ с, из формулы (2) получаем оценку $E \approx 2 \cdot 10^{-8}$ СГС. Теплопроводность для граничной температуры исследуемых петель $5 \cdot 10^5$ К равна $\sigma \approx 10^{12}$ СГС. То-

гда получаем мощность джоулевого нагрева $W_j = 2 \cdot 10^{-4}$ эрг/с см³. Есть приток энергии излучения внешней плазмы, главным образом, от короны W_p .

Основной канал ухода энергии – это излучение $W_e \approx 3 \cdot 10^{-22} n_e^2$. Для изучаемого случая характерная плотность $n_e = 10^9$ см⁻³, что приводит к мощности излучения $W_e \approx 3 \cdot 10^{-4}$ эрг/с см³. Итоговый энергетический баланс петли составляет $W_j + W_p - W_e = W_p - 10^{-4}$ эрг/с см³. Если поглощенное излучение от короны $W_p > 10^{-4}$ эрг/с см³, то петля будет нагреваться. Протоны вновь станут замагниченными (1) и петля быстро остынет из-за теплопроводности. Опять появится ток и цикл повторится. Колебания температуры будут совершаться с небольшим разбросом около $5 \cdot 10^5$ К. Такой сценарий возможен, но он не преобладающий. Судя по наблюдениям, наибольшее количество вещества переходной области имеет температуру менее 10^5 К [1]. Значит, в изучаемом энергетическом балансе преобладает отток энергии и петля охлаждается до фоновых хромосферных значений. Процесс охлаждения идет с положительной обратной связью, поскольку джоулев нагрев уменьшается с понижением температуры $W_j \propto \sigma \propto T_e^{3/2}$.

Выводы

Изучен вариант формирования переходной области атмосферы Солнца за счет петельных структур, создаваемых электрическим дрейфом. Дрейфовые перемещения плазмы вызывает переменный во времени биполярный источник, который формируется конвекцией мезогрануляционного масштаба. Петли создаются из корональной плазмы и перемещаются в переходную область, где охлаждаются до хромосферных значений. Тем самым, в переходной области существует плазма в температурном интервале от корональной до хромосферной. Наличие тока протонов в петлях фиксирует их высоту на одинаковом уровне, что приводит к малой толщине переходной области размером диаметра петли (несколько сот км). Таким образом, в рамках предложенной модели воспроизводятся основные свойства переходной области.

Литература

1. Landi E., Chiuderi Drago F. // *Astrophys. J.*, 2008, v. 675, p. 1629–1636.
2. Dowdy J.F. Jr, Rabin D., Moore R.L. // *Solar Phys.*, 1986, v. 105, p. 35–45.
3. Дунин-Барковская О.В., Сомов Б.В. // Письма в Астрон. Ж., 2016, т. 42, с. 908–924.
4. Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2016”, СПб, ГАО РАН, 2016, с. 207–210.
5. Malherbe J.-M., Roudier T., Frank Z., Rieutord M. // *Solar Phys.*, 2015, v. 290, p. 321–333.
6. Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A. // *Advan. Space Res.*, 2015, v. 55, p. 862–870.
7. Aschwanden M.J., Tarbell T.D., et al // *Astrophys. J.*, 2000, v. 535, p. 1047–1065.
8. Молоденский М.М., Мерзляков В.Л. // Письма в Астрон. Журн., 2002, т. 28, с. 314–320.

ШЛЕМОВИДНАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ В ЭПОХИ МИНИМУМА

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

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

SOLAR CORONAL HELMET'S STRUCTURE AT MINIMUM ACTIVITY

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

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

Helmet's structures of solar K-corona at the solar activity minima are studied. The geometric properties such as dimension and nonradial of helmet axis are analyzed. It has been found that these properties were changed with solar cycle phase and latitude of helmet position. But the changes are different at increasing and decreasing of solar activity. Also there are jumps of studied values at bound between solar cycles. The magnitude of jump is equal 20% – 40% and it is not associated with solar activity level.

Введение

Структура корональных шлемов, несомненно, связана с конфигурацией магнитного поля атмосферы Солнца. Информацию о нём в короне получают опосредствованно с использованием данных по регистрируемому на фотосфере магнитному полю. И в эпохи минимума солнечной активности конфигурация, как считается, близка к дипольной, поскольку устойчиво преобладают фотосферные полярные поля. На основе этого представления корональные шлемы рассматриваются как касповые образования с уплотнением плазмы на внутренних силовых линиях [1]. Однако существует иная интерпретация появления корональных шлемов, в которой они есть следствие проекционного эффекта деформированной нейтральной магнитной поверхности [2]. Возникновение такого рода деформации, вероятно, связано с действием 12 подфотосферных источников в местах выхода и стока магнитного поля из зоны его генерации [3]. Предлагаемое исследование имеет целью сравнить возможности обоих подходов в плане объяснения наблюдаемых геометрических свойств корональных шлемов.

Геометрические параметры шлемов

Определяющими характеристиками геометрических свойств корональных шлемов являются их радиальные протяженности и ориентация оси шлема к радиальному направлению. Определение такого рода характеристик было проведено по материалам форм К-корон затмений за 100-летний период [4, 5]. Их зависимости от фазы солнечного цикла показали яв-

ную асимметрию свойств относительно момента перехода между циклами. На рис. 1 приведены величины радиальной протяженности шлемов (в радиусах Солнца) во временной окрестности такого момента (вертикальная линия) по данным [4]. На рис. 1 отмечены аппроксимационные кривые в виде пунктира на спаде активности и сплошной линией в начало её роста. Как видно на рис. 1 изменение протяженностей шлемов ведет себя по-разному до и после временной границы перехода, а, кроме того, есть скачок величин на $\approx 20\%$ при переходе этой линии раздела. Также существует скачок и в величинах отклонения оси шлема от радиальности на указанной границе, который согласно данным [5] составляет 40% . В качестве дополнения к используемым материалам рассмотрим период самого глубокого за последние 200 лет минимума солнечной активности между 23 и 24 солнечными циклами.

Минимум 23/24 солнечных циклов

В качестве исследуемого материала используем структурные изображения К-корон затмений 2006 г., 2008 г., 2009 г., 2010 г., охватывающих диапазон фаз цикла от -0.22 до $+0.31$. Для каждого коронального изображения выбирались по два шлема с наиболее четко видимыми границами и определялись их угловые положения в зависимости от радиуса (r) от центра Солнца. Угловой размер шлема равнялся широтным различиям границ шлема $D_s(r)$ на расстоянии r , а геометрию оси шлема характеризовала широта середины между границами $\varphi_s(r)$. Радиальные изменения геометрических параметров искали в виде аналитических аппроксимаций от расстояния: размер $D_s(r) = A \cdot \exp(-N \cdot r)$, геометрия оси шлема $\varphi_s(r) = B \cdot r^K$.

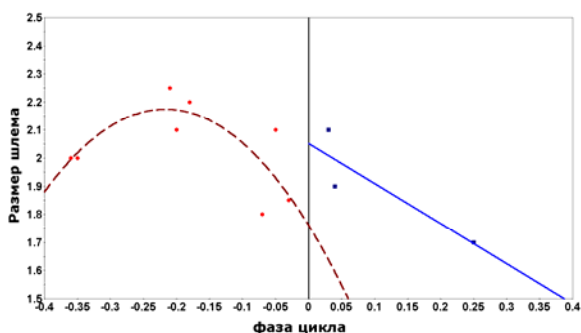


Рис. 1.

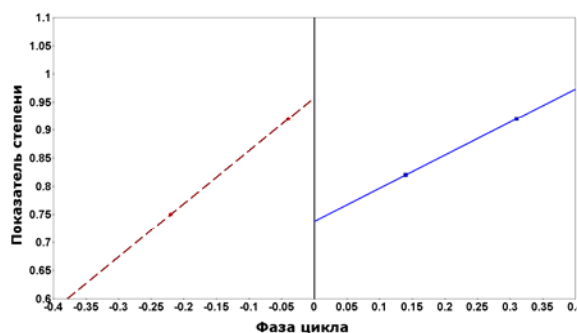


Рис. 2.

На рис. 2 приведены средние по каждой изучаемой короне значения показателя N (кружки и квадраты) и линейный тренд его изменения от фазы цикла. Ситуация оказалась аналогичной рис. 1, поскольку величина N определяет радиальный размер шлема – меньшее значение означает больший размер. В конце цикла происходит уменьшение размера, а в начале нового цикла имеет место $\approx 30\%$ его скачок.

Ситуация с изгибом (отклонением от радиального) оси шлема, характеризующаяся величиной степени K , оказалась также асимметричной относительно границы циклов. На спаде активности величина K слабо уменьшалась с широтой, а в период начала цикла происходил рост K от -1 на экваторе до -0.2 к широте 60° . Переходя к абсолютным величинам отклонения оси шлема от радиальности, получаем зависимости рис. 3, где до средних широт отмечаем почти линейную связь отклонения и широты. Коэффициенты такой связи составляют 0.8 в конце 23 цикла и 1.1 в начале 24 цикла. Это соответствует скачку параметра на границе циклов около 40% , что согласуется с данными [5].

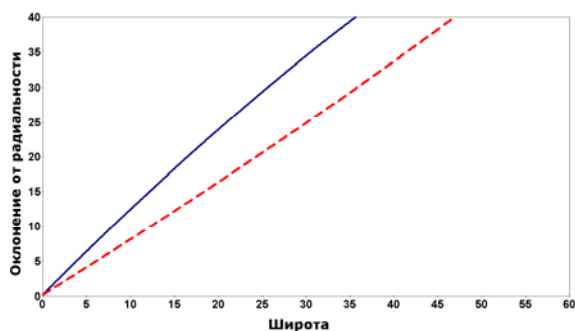


Рис. 3.

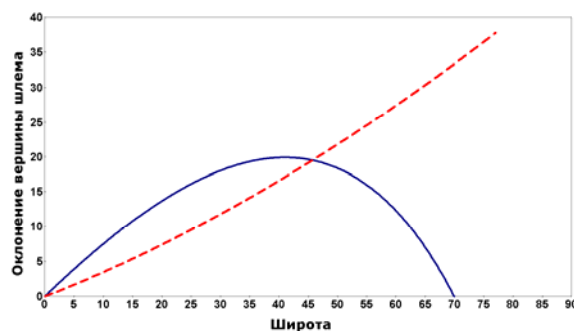


Рис. 4.

Полученное аналитическое описание геометрии оси шлема $\varphi_s(r)$ и данные рис. 3 позволяют проводить сравнение с различными свойствами поведения оси шлема. В частности, с результатами работы [6], где находятся угловые отклонения вершины шлема от середины его основания. Вершина отслеживается на удалении $5-6$ солнечных радиусов. В таком варианте, принимая средний уровень отсчета $r = 5.5$ солнечного радиуса, получаем широтное смещение оси шлема относительно его основания. Оно представлено на рис. 4. Для начала 24 цикла (сплошная кривая) зависимость имеет максимум около широты 40° и возможный переход к отрицательным значениям выше широты 70° (рис. 4). Такая же зависимость была обнаружена и в работе [6] для начала 23 цикла (декабрь 1996 г. – февраль 1998 г.). Отличие имело место только по амплитуде максимума, в указанной работе он получился на 5° больше. Вероятная причина такого различия, как нам представляется, заключатся в используемой в работе [6] линейной аппроксимации положения основания шлема на лимбе.

Важно также заметить, что на спаде активности 23 цикла характер тенденции угловых смещений оси шлемов имеют кривизну (пунктирная кривая на рис. 4) противоположную, чем в начале этого цикла. И заявленная авторами [6] зависимость с максимумом (сплошная кривая на рис. 4) как универсальный закон для всего 23 солнечного цикла в действительности таковым не является.

Обсуждение

Проведенный анализ геометрических свойств показал их асимметрию относительно границы циклов солнечной активности, а также значимый скачок величин параметров на этой границе. Величины скачков оказались независимыми от степени солнечной активности за более чем 100-летний интервал и составили 20% – 40%. Наличие таких скачков при любой интерпретации появления корональных шлемов означает резкое изменение конфигурации коронального магнитного поля.

В рамках традиционного подхода [1] объяснить скачкообразное изменение магнитной конфигурации в короне невозможно, т.к. полярное магнитное поле в течение минимума солнечной активности остается стабильным. Во всяком случае, за последние 4 минимума его величина испытывала только небольшие колебания [<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>].

В модели авторов [3] скачок магнитной конфигурации в момент наступления нового цикла объясняется сменой канала выхода магнитного поля из зоны генерации. В конце цикла они располагались около экватора, а в начале нового – на средних широтах вследствие появления новой динамо-волны. Помимо широтного смещения магнитных источников естественно ожидать и изменения их свойств, поскольку условия генерации на средних широтах и около экватора должны отличаться. В такой ситуации обязательно должно происходить изменение конфигурации коронального магнитного поля, а вместе с ней и изгибов нейтральной поверхности. И как следствие – скачок геометрических параметров корональных шлемов.

Выводы

В эпохи минимума солнечной активности существует асимметрия геометрических свойств корональных шлемов. Такая асимметрия создает скачок величин геометрических параметров на границе солнечных циклов. Величина скачка не зависит от степени фотосферной активности Солнца и составляет 20% – 40%. Вероятной причиной появления таких особенностей является широтная смена канала выхода магнитного потока из зоны генерации и различие свойств генерируемого магнитного потока в начале и конце солнечного цикла.

Литература

1. *Pneuman G.W., Kopp R.A.* // Solar Phys., 1971, v. **18**, p. 258-270.
2. *Molodenskii M.M., Starkova L.I., Koutchmy S., Ershov A.V.* // Astron. Rep., 1996, v. **40**, p. 848–852.
3. *Merzlyakov V.L., Starkova L.I.* // Geomagn. Aeron., 2015, vol. **55**, p. 1066-1070.
4. *Иванчук В.И., Несмянович А.Т.* // Солн. Данные, 1961, № 5, с. 56–59.
5. *Loucif M.L., Koutchmy S.* // Astron. Astrophys. Suppl., 1989, v. **77**, p. 45–66.
6. *Eselevich V. G., Eselevich M. V.* // Solar Phys., 2002, v. **208**, p. 5–16.

FAST SAUSAGE SOLITONS IN THE CORONAL LOOPS

Mikhalyaev B.B., Naga Varun Y.

¹*Kalmyk State University, Elista, Russia*

We consider fast sausage solitons in straight homogeneous magnetic tubes. The solitonic behavior is described by the Nonlinear Schrödinger Equation obtained from the ideal magneto hydrodynamic equations with suitable coronal conditions. We have obtained localized sausage soliton solution and a Peregrine sausage breather soliton solution in coronal conditions. We calculated the effective size of the localized sausage soliton and demonstrated its dependence on the nonlinear dispersive coefficient α and nonlinear coupling coefficient β .

In 2006 it was proposed [1] that solitary Alfvén waves which were termed as Alfvénons could play an important role in the Coronal Heating mechanism. The proposed mechanism states that photospheric convection drives myriads of decaying Alfvénons into chromosphere and then into corona. It was shown that the Solitonic Alfvén waves were the exact solutions of two fluid magnetohydrodynamic equations of collisionless plasma. It was claimed that Alfvénons will form spontaneously when a magnetohydrodynamic perturbation propagates upwards into Corona. It was estimated that an energy flux of $10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ is sufficient for the powering of all processes in the chromosphere and corona and this energy was supposed to be provided by the Poynting flux of the Alfvén modes. In 2010 [2] the first experimental evidence for the existence of slow sausage solitons in the lower solar atmosphere was found from the analysis of Ca II H images from Hinode/SOT. The speed of the soliton was estimated to be around 35 km s^{-1} .

Keeping the above results in view we felt that it is necessary to develop a nonlinear theory of fast magnetosonic waves. As a first step we obtained a Nonlinear Schrödinger Equation (NLS) for a sausage mode in a coronal loop [3]. The obtained NLS equation is as follows:

$$i \left(\frac{\partial f}{\partial t} + V_g \frac{\partial f}{\partial z} \right) + \alpha \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \beta f |f|^2 = 0 \quad (1)$$

Here α is the nonlinear dispersive coefficient, β is the nonlinear coupling coefficient, V_g is the group velocity, f is the amplitude of the wave packet.

The NLS equation in the obtained form is useful in describing many nonlinear phenomena such as self phase modulation, self focusing, modulational instability, formation of breathers, formation of solitons, wave turbulence and etc.

If $\beta > 0$ then the equation is usually referred to as the Gross Pitaevskii equation. NLS describes the nonlinear dynamics of four wave interaction in an envelope approximation. The parameters α and β are dependent on the excitation wave frequency and wave number. In the present short article we only focus on the solitonic solution to the NLS equation.

We have numerically evaluated the nonlinear coefficients α and β and plotted them against the dimensionless wave number. The figures 1 and 2 represent their behavior of α and β respectively. It is clear that β has a very complicated dependence on the excitation wave number. The regions marked by A, B, and C represent Super Nonlinear Zone. For the first time we found the existence of super nonlinearity in the case of fast sausage mode.

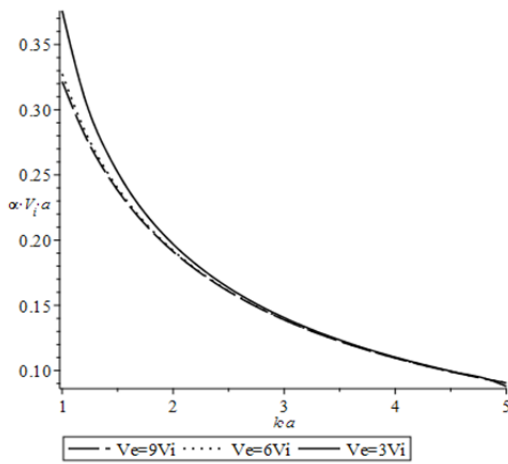


Figure 1. Dependence of α on k .

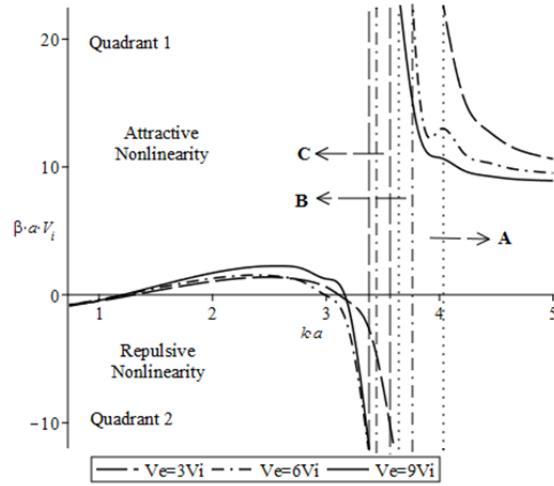


Figure 2. Dependence of β on k .

Here V_i and V_e are interior and exterior Alfvén velocities of the coronal tube respectively.

It is important to note that $\alpha > 0$ for all values of k . The case of β is quite complicated because β is sometimes positive and sometimes negative depending on k . The case when $\beta > 0$ is called attractive nonlinearity because one observes phenomena such as solitons and when $\beta < 0$ it is called repulsive nonlinearity because one observes phenomena such as modulational instability which leads to the breakup of a wave train into pulses.

Now the general localized solitonic solution to a NLS equation is given by the expression:

$$f(z, t) = \pm A \sqrt{\frac{2}{\beta}} \frac{\exp\{i[B \cdot z + (A^2 - \alpha B^2)t + C_1]\}}{\cosh\left(\frac{A}{\sqrt{\alpha}}z - 2\sqrt{\alpha}ABt + C_2\right)} \quad (2)$$

Here A , B , C_1 and C_2 are all arbitrary constants.

The above solution describes a soliton in a frame of reference moving with the group velocity V_g or in other words the z variable in the solution is a retarded space variable. Hence in order to obtain the solution for our case we replace z by $z - V_g t$.

Here we should consider the compatibility condition which is given by the following expression:

$$\frac{\partial f}{\partial T_1} + V_g \frac{\partial f}{\partial Z_1} = 0 \quad (3)$$

Imposing the above condition and making some more mathematical manipulations we obtain the following expression for the fast sausage soliton propagating in the coronal loop.

$$f(z, t) = \pm E_0 \operatorname{sech} \left(E_0 \sqrt{\frac{\beta}{2\alpha}} (z - V_g t) \right) \exp \left(\frac{i\beta}{2} E_0^2 t \right) \quad (4)$$

Here E_0 is the amplitude of the soliton. The essence of the compatibility condition is that the wave packet has to travel with the group velocity V_g . The scaled variables T_1 and Z_1 describe the second order nonlinearity [3]. The spatial and temporal profiles of energy of such a soliton are given by the figures 3 and 4 respectively.

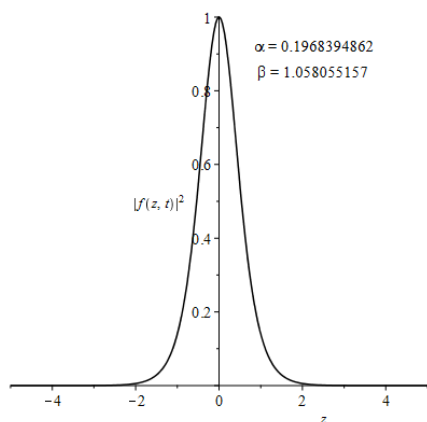


Figure 3. Spatial profile.

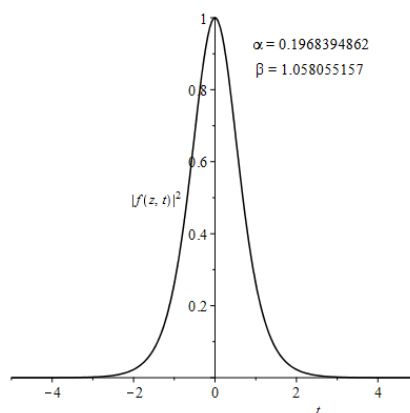


Figure 4. Temporal profile.

The full spatial width at half maximum of such a soliton is given by the expression (FWHM)

$$FWHM = \frac{1}{E_0} \sqrt{\frac{2\alpha}{\beta}} (\ln 2) \quad (5)$$

The velocity of the fast sausage solitons is obtained to be around 2490 km s^{-1} . It is clear from the expression (5) and figure 1 that fast sausage solitons have a significant spatial magnitude at small k or in other words for large wavelengths λ .

The next type of soliton is the Peregrine breather soliton. It is given by the following expression:

$$f(z, t) = E_0 \left(1 - \frac{4(1 + 2iE_0^2\beta t)}{1 + 4E_0^4\beta^2 t^2 + 4\frac{1}{E_0^2} \frac{2\alpha}{\beta} (z - V_g t)^2} \right) \times \exp\{i(E_0^2\beta t)\} \quad (6)$$

The spatial and temporal profiles of the energy of the Peregrine breather soliton modes are given by the figures 5 and 6 respectively.

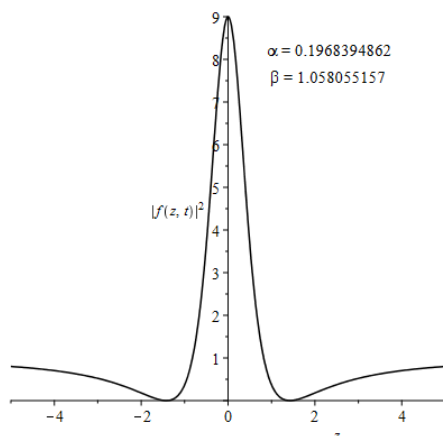


Figure 5. Spatial profile

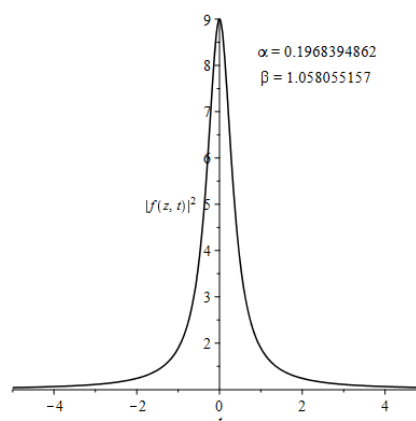


Figure 6 Temporal profile

Unlike other soliton solutions, at first Peregrine soliton grows to maximum amplitude and then decays rapidly. Such solitons are quite often observed in optics when the nonlinearity is described by the NLS equation. These solitons represents a double spatio-temporal localization. At the point of maximum compression the amplitude is three times the level of continuous background.

We carried out extensive numerical simulation of the evolution of a plane sausage wave along the homogenous magnetic tube with coronal parameters. The nonlinear evolution was dictated by the NLS equation. Surprisingly the numerical simulations show that the predominant sausage mode is of the type Peregrine breather sausage soliton. Our results can be summed up as follows

1. The nonlinear parameters α and β are thoroughly investigated and graphed.
2. For the first time we have found the appearance of super nonlinearity in the case of fast magnetosonic waves in the coronal conditions. The advent of super nonlinearity may lead to spontaneous wave turbulence.
3. Different solitonic solutions to the NLS equation are studied and their parameters evaluated for the coronal conditions.
4. We determined the region where the fast sausage localized soliton has dominant spatial magnitude
5. Simulation of the evolution of the perturbations of a plane wave due to the NLS equation was carried out for a wide range of parameters.
6. Simulations show that the most frequently observed soliton in the case of fast magnetosonic waves in the coronal conditions is the Peregrine soliton.

References

1. *Stasiewicz K.* // Phys. Rev. Lett., 2006, v. 96, 175003.
2. *Zaqarashvili T.V., Kukhianidze V., and Khodachenko M.L.* // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2010, v. 404, p. L74.
3. *Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S.* // J. Plasma Phys. 2015, v. 81, 905810611.
4. *Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S., Naga Varun E.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, v. 56, № 8, p. 1040.

NONLINEAR SCHRÖDINGER EQUATION FOR THE SAUSAGE MODE IN HOMOGENOUS MAGNETIC FLUX TUBES

Mikhalyaev B.B., Naga Varun Y.

Kalmyk State University, Elista, Russia

Earlier we derived the Nonlinear Schrödinger equation (NLS) for a homogenous magnetic flux tube in a low plasma beta approximation. As a next step we have obtained a much general expression for the NLS equation that takes into account the gaseous plasma pressure or in other words high plasma beta effects. The obtained NLS equation has the potential to describe the nonlinear behavior of sausage modes in the photospheric, chromospheric and also coronal loops.

In our earlier work [1], we obtained the NLS equation for the fast sausage modes ignoring the plasma pressure in comparison to the magnetic pressure. This was actual for a sausage mode in a coronal loop. As a logical step ahead we now derived the NLS equation for sausage modes considering the plasma pressure too. This has the potential to describe the nonlinear behavior of sausage modes in the photospheric, chromospheric or coronal plasma loops. The algorithm of derivation is similar to that which was used in our previous work [1].

We consider the ideal magnetohydrodynamic equations and a uniform homogenous magnetic flux tube with an equilibrium density ρ_0 and magnetic flux intensity $\mathbf{B}_0=B_0\mathbf{n}$ where \mathbf{n} is the unit vector directed along the z-axis. Cylindrical coordinates (r,φ,z) are used for convenience. For sausage modes we have $\varphi = 0$. The internal and external physical parameters of the plasma tube are represented as follows:

$$\rho_0 = \begin{cases} \rho_{0i}, & r < a, \\ \rho_{0e}, & r > a, \end{cases} \quad B_0 = \begin{cases} B_{0i}, & r < a, \\ B_{0e}, & r > a. \end{cases} \quad P_0 = \begin{cases} P_{0i}, & r < a, \\ P_{0e}, & r > a, \end{cases} \quad (1)$$

Here “i” and “e” are used to denote internal and external values and “a” is the radius

The ideal magnetohydrodynamic equations can be summed up as follows:

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} = -\frac{1}{\rho} \nabla P + \frac{1}{\mu_0 \rho} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \mathbf{V} = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial P}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) P + \gamma P \nabla \cdot \mathbf{V} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (5)$$

Here \mathbf{V} is the velocity vector. Now invoking a perturbation in the physical variables and by using the method of successive self consistent approximation we can reduce the above system of equations into a single integro-differential perturbation equation in terms of \mathbf{V} . Here we retain perturbation terms up to the third order. The obtained equation looks as follows:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{V}}{\partial t^2} + T_1(\mathbf{V}) = T_2(\mathbf{V}) + T_3(\mathbf{V}) \quad (6)$$

Here $T_1(\mathbf{V})$, $T_2(\mathbf{V})$ and $T_3(\mathbf{V})$ are first order, second order and third order terms of the perturbation respectively.

Similarly we have the following kinematic and dynamic boundary conditions:

$$\left[v_r - \frac{v_z \partial \eta}{\partial z} \right]_{r=a+\eta} = 0 \quad (7a)$$

$$P_i + \frac{\mathbf{B}_i^2}{8\pi} = P_e + \frac{\mathbf{B}_e^2}{8\pi} \quad (7b)$$

Here v_r and v_z are the r-component and z-component respectively of \mathbf{V} , η is the perturbation in the radius of the tube. In the first order approximation, equation (6) reduces to an ordinary linearized MHD equation which with the corresponding boundary conditions (7) describes the linearized magnetosonic waves [2]. We further use the method of multiple scales as we did in our previous work [1] to split the equation (6) into a set of three equations describing the first order, second order and third order perturbations of the sausage mode.

The first order, second order and third order solutions to the obtained set are given by the following equations:

$$\mathbf{v}_1 = A \mathbf{V}_1(r) e^{i(kz-\omega t)} + c. c \quad (8)$$

$$\mathbf{v}_2 = \Psi(r, T_1, T_2, Z_1, Z_2) e^{i(kz-\omega t)} + A^2 \Phi(\mathbf{r}) e^{2i(kz-\omega t)} + c c \quad (9)$$

$$\mathbf{v}_3 = A \Xi(r) e^{i(kz-\omega t)} + \text{other terms} + c. c \quad (10)$$

The vector function $\mathbf{V}_1(r)$ is indeed the solution in the linear approximation and is expressed in terms of Bessel and modified Bessel functions. The new variables T_1 , T_2 , Z_1 , and Z_2 are the new scaled variables of time and Z coordinates respectively. These are invoked according to the multiple scale analysis. The vector functions $\Psi(r, T_1, T_2, Z_1, Z_2)$, $\Phi(\mathbf{r})$ and $\Xi(r)$ are determined by using the boundary conditions (7) and respective compatibility conditions. Here “A” is the amplitude of the envelop sausage wave.

The Nonlinear Schrödinger equation appears as a result of the compatibility condition imposed on the third order perturbation of equation (6). The obtained NLS equation is given by

$$i \left(\frac{\partial A}{\partial t} + V_g \frac{\partial A}{\partial z} \right) + \alpha \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \delta |A|^2 A = 0 \quad (11)$$

Here $V_g = \frac{d\omega}{dk}$ is the group velocity,

$\alpha = \frac{1}{2} \frac{dV_g}{dk} = \frac{1}{2} \frac{d^2\omega}{dk^2}$ is the nonlinear dispersive coefficient,

$\delta =$ Sum of all the nonlinear coupling terms in the compatibility condition.

The explicit forms of α and δ are too long and we cannot present them in this short article. Hence we have given the gist of these terms.

The equation in the above form describes cubic nonlinearity. It describes the nonlinear evolution of a wave packet. NLS equation describes four wave interactions in an envelope approximation. In the case of low plasma beta the dependence of α on wave number k resembles the usual dispersion curves with the

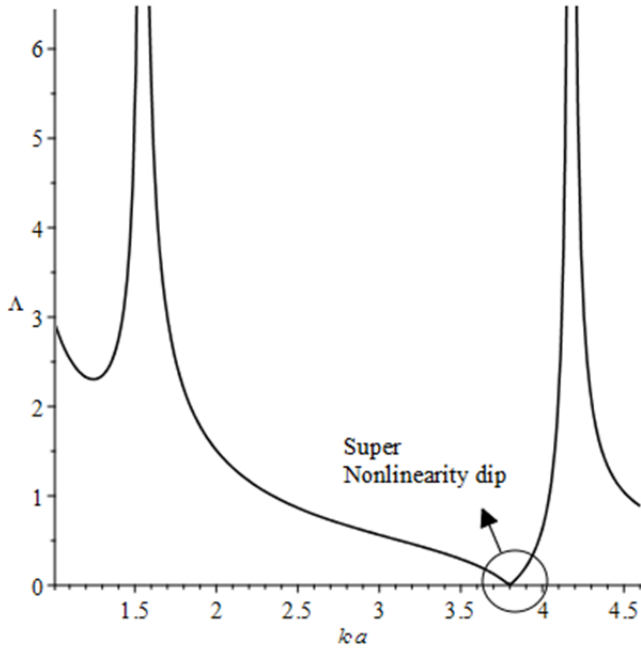


Figure 1

exception that the nonlinear dispersion coefficient asymptotically approaches to zero. Quite interestingly we discovered that in the case of $\beta \sim 0$ the nonlinear coupling coefficient δ shows super nonlinearity.

Super nonlinearity occurs when for certain wave frequencies and wave numbers the four waves inside the sausage envelop come to a state of degeneracy or in other words the nonlinear coupling is so large that energy from one mode is transferred to the other very quickly. Such nonlinearity may lead to quick wave turbulence.

Mathematically super nonlinearity can be studied as follows. To do so

we invoke a new function, which is called the super nonlinear function “ Λ ”. It is defined as follows:

$$\Lambda = |U| + |Z| \quad (12)$$

Here we have the functions U and Z in terms of Bessel’s functions J_0, J_1 and modified Bessel’s functions K_0, K_1 . V_i and V_e are the Alfvén velocities inside and outside the tube.

$$U = \frac{J_1(a|\lambda_i|)}{|\lambda_i|J_0(a|\lambda_i|)} + \frac{K_1(a\lambda_e)}{\lambda_e K_0(a\lambda_e)} \quad (13)$$

$$Z = \lambda_e K_0(2a\lambda_e) \cdot J_1(2a|\lambda_i|) + |\lambda_i| K_1(2a\lambda_e) \cdot J_0(2a|\lambda_i|) \quad (14)$$

$$\lambda_i = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{V_i^2}} \text{ and } \lambda_e = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{V_e^2}} \quad (15)$$

Figure 1 depicts the graphical dependence of Λ over the dimensionless wave number. Super nonlinearity sets in when the function Λ attains the minimum as shown in the figure.1. The function U is actually the expression for the dispersion relation in the linear case. The dispersion relation for the linear case i.e. $U=0$ is graphically shown in the figure.2. There the upper graph depicting the phase velocity curves indeed is the dispersion for the linear case.

Likewise we have show the anomalous group velocity of the sausage wave packet in the figure.2. Here again for the sake of simplicity we considered $\beta \sim 0$.

As one moves from left to right we observe that the phase velocity $v = \frac{\omega}{k}$ decreases asymptotically to the Alfvén velocity inside the tube and likewise the group velocity V_g raises asymptotically to the Alfvén velocity inside the tube. Such a behavior when the group velocity increases when the phase velocity falls is called as the “Anomalous group velocity”. It is an essential condition for the appearance of the so called modulational instability. The appearance of such an instability results in the breaking up of a wave packet into small pulses or jets.

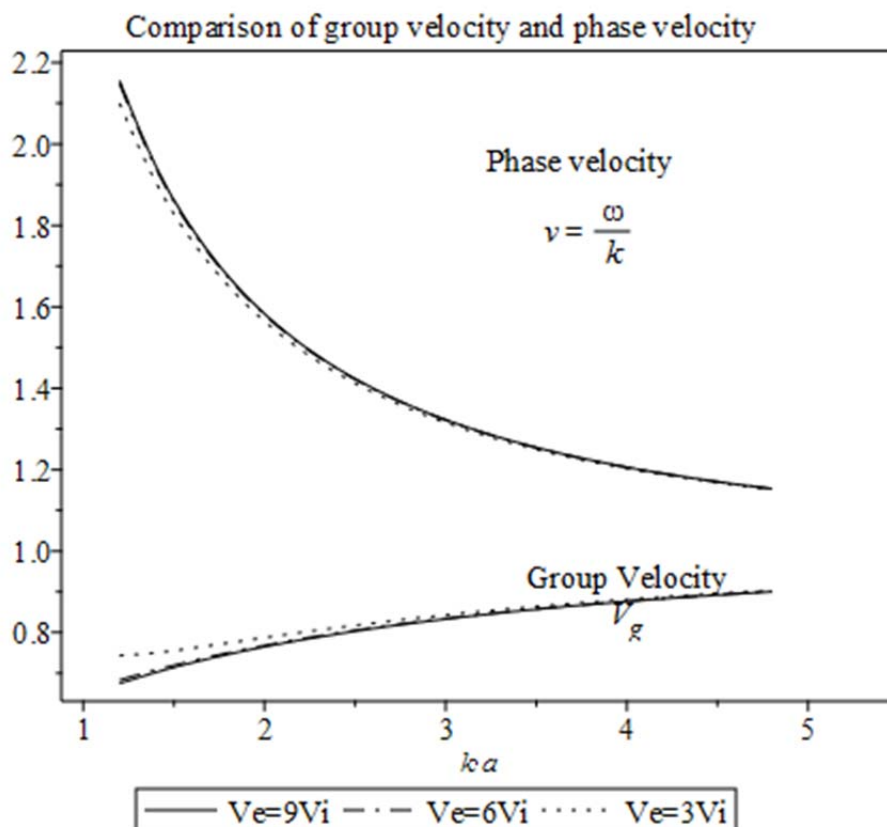


Figure 2

The NLS equation for an attractive nonlinearity admits solitonic solutions and also breather type solutions. Apart from this it models many other nonlinear phenomena like self phase modulation, self focusing, wave turbulence and etc.

References

1. *Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S.* // J. Plasma Phys. 2015, v. 81, 905810611.
2. *Edwin P.M., Roberts B.* // 1983, Solar Phys. 88, 179.
3. *Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S., Naga Varun E.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, v. 56, №8, p. 1040.
4. *Рыскин Н.М., Трубецков Д.И.* Нелинейные волны. – М.: Наука, Физматлит, 2000.

3D-МОДЕЛИРОВАНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОБЫТИЯ 5 ИЮЛЯ 2012 Г. С ПОЛОЖИТЕЛЬНЫМ НАКЛОНОМ МИЛЛИМЕТРОВОГО СПЕКТРА

Моргачев А.С.^{2,1}, Цап Ю.Т.^{1,3}, Моторина Г.Г.¹, Смирнова В.В.^{1,4}

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург

²НИРФИ ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород

³КРАО РАН, Научный, Крым

⁴Университет Турку, Турку, Финляндия

3D-SIMULATION OF 5 JULY 2012 FLARE MICROWAVE EMISSION WITH POSITIVE SLOPE OF MILLIMETER SPECTRUM

Morgachev A.S.^{2,1}, Tsap Yu.T.^{1,3}, Motorina G.G.¹, Smirnova V.V.^{1,4}

¹Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg

²Radiophysical Research Institute of Lobachevsky University, Nizhny Novgorod

³Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea

⁴University of Turku, Turku, FI20014 Finland

A three-dimensional simulation of the microwave emission of nonthermal electrons within a flare magnetic loop taking into account the chromosphere influence has been performed. We have investigated the possibility of the generation of a microwave spectrum (observed for some solar flares) with a maximum in the centimeter wavelength range and a positive slope in the millimeter one with a certain distribution of the magnetic field strength and the parameters of the anisotropic electrons along the loop. Considering the event on July 5, 2012, it is shown that nonthermal electrons can be responsible not only for the centimeter bell-shaped emission spectrum generated in the coronal part of the loop but also for the increasing millimeter spectrum generated in the chromosphere.

Исследования солнечных вспышек в суб-терагерцовом (суб-ТГц) диапазоне длин волн (0.3–3 мм, 1–0.1 ТГц) являются чрезвычайно полезными, поскольку они позволяют получить важную информацию как о тепловых, так и ускоренных частицах [1–4]. Актуальность исследований суб-ТГц излучения объясняется еще и тем, что наблюдаемый в этой частотной области у некоторых событий рост спектрального потока с частотой все еще не нашел удовлетворительного объяснения [5]. Сравнительно недавно в работе [6] с помощью рентгеновских, ультрафиолетовых и миллиметровых наблюдений в рамках единого подхода было показано, что обнаруженный между 93 и 140 ГГц на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана рост излучения с частотой у солнечной вспышки 5 июля 2012 г. (класса М6.1) можно объяснить действием гиросинхротронного (ГС) механизма излучения, если его источник расположен в хромосфере. При этом положительный наклон спектра формируется благодаря сильному тормозному поглощению электромагнитного излучения окружающей хромосферной плазмой. Между тем особенности микроволнового излучения магнитной

петли (петель) в целом (корона + хромосфера) не рассматривались. Поэтому задачей настоящего исследования является получение на основе численного моделирования пространственного распределения параметров нетепловых электронов, магнитного поля и тепловой плазмы во вспышечной петле, при которых полный радиоспектр ее гиротронного излучения, имел бы локальный максимум в сантиметровом диапазоне и положительный наклон в миллиметровом.

Моделирование микроволнового излучения вспышечной петли

Нами был разработан специальный программный пакет для трехмерного моделирования микроволнового излучения солнечных вспышечных петель. Он позволяет задавать в определенном трехмерном пространстве произвольные пространственные распределения параметров вспышечных петель, таких как: напряженность и направление магнитного поля, концентрация и температура тепловой плазмы, вид энергетического иpitch-углового распределения нетепловых электронов. Расчет характеристик микроволнового излучения модельной среды проводится с помощью программы быстрого ГС кода («Fast GS code») Флейшмана и Кузнецова [7], входящей в программный пакет SSW. При этом выполняется решение уравнения переноса излучения вдоль луча зрения для произвольно заданного угла наблюдения.

Для проведения численных расчетов мы сформировали модельную симметричную петлю в виде изогнутого по окружности цилиндра с переменной площадью поперечного сечения, имеющую следующие геометрические размеры: длина вдоль оси $L = 5 \times 10^9$ см, радиусы сечения в основаниях и вершине соответственно равны 1.2×10^8 и 2.8×10^8 см. Затем определили в петле параметры магнитного поля и заполняющей ее тепловой плазмы и нетепловых электронов. При этом их значения считались постоянными по сечению петли и менялись только вдоль продольной оси Z . Магнитные силовые линии были направлены из левого основания в правое и предполагались параллельными оси арки. При задании параметров модельной вспышечной петли, генерирующей гиротронное излучение, мы исходили из результатов работы [6]. В частности, для формирования положительного наклона миллиметрового спектра ГС излучения температура фоновой тепловой плазмы в однородном модельном источнике полагалась равной хромосферному значению 10^4 К. Концентрация тепловых электронов – 3×10^{11} см⁻³ и напряженность магнитного поля – 1000 Гс. Для получения формы микроволнового спектра, обнаруженного у события 5 июля 2012 г., мы предполагали, что миллиметровое излучение в модели должно исходить из хромосферной части оснований петли, где напряженность магнитного поля может достигать килогауссовых значений. Вместе с тем сантиметровая компонента с максимумом около 10 ГГц должна генерироваться в ее корональной части.

Рассмотрим модельную петлю, в которой концентрация n и температура T фоновой плазмы вдоль оси Z модельной петли практически на всей ее длине $L = 5 \times 10^9$ см принималась равной $n = 10^{10}$ см⁻³ и $T = 10^6$ К соответственно, а в области оснований, лежащих в хромосферном слое глубиной 10^8 см, термодинамические параметры быстро меняются до хромосферных величин: $n = 3 \times 10^{11}$ см⁻³ и $T = 10^4$ К. При этом напряженность магнитного поля уменьшается от 1100 Гс в основаниях до 150 Гс в вершине по кубическому закону: $B(z) \sim |z|^3$ (рис. 1а). Распределение электронов по питч-углам зададим в виде, при котором практически отсутствуют частицы с малыми значениями питч-углов, высыпаящимися в реальных условиях в конус потерь. В ходе моделирования мы рассмотрели различные функции распределения концентрации нетепловых электронов n_b и показателя энергетического спектра δ нетепловых электронов вдоль петли, адаптируя расчетный микроволновый спектр под наблюдаемый в событии 5 июля 2012 г. В результате было установлено, что для формирования микроволнового спектра модельной петли необходим резкий скачок значений концентрации и показателя энергетического спектра нетепловых электронов на границе хромосферного и коронального участков петли, что представляется неправдоподобным в рамках существующих теорий солнечных вспышек и кинетики энергичных частиц в магнитной ловушке.

Для задания плавной функции распределения параметров ускоренных электронов в магнитной арке необходимо, чтобы длина ее хромосферной области была значительно больше, чем толщина хромосферы ($\sim 1.5 \times 10^8$ см). Это возможно в случае, если модельная петля будет наклонена к горизонту от вертикальной оси. При этом длина участка петли, лежащего в хромосфере равна $L_c = 1.5 \times 10^8$ см / $\cos(\alpha_r)$, где α_r – угол наклона. Рассмотрим модельную петлю наклоненную к горизонту на угол $\alpha_r = 70^\circ$ рис. 1 (верхняя и средняя панели). Тогда графики концентрации и температуры фоновой плазмы будут иметь вид, показанный на рис. 1с и рис. 1b соответственно. Видно, что на протяжении $L_c = 5 \times 10^8$ см параметры тепловых электронов в основаниях петли принимают хромосферные значения ($n = 10^{10}$ см⁻³ и $T = 10^6$ К). Определим спадающую от оснований к вершине функцию распределения концентрации нетепловых электронов (рис. 1d). Зададим переменное вдоль петли электронное питч-угловое распределение в виде гауссова пучка с направлением максимума, показанным на рис. 6f. Показатель энергетического спектра зададим неизменным и равным $\delta = 2.5$ (рис. 1e). Частотный спектр полного микроволнового излучения, рассчитанного для модельной вспышечной петли с описанными выше параметрами представлен на рис. 5. Видно, что он имеет локальный максимум в области 10 ГГц и положительный наклон на частотах выше 50 ГГц как и во вспышке 5 июля 2012 г. В данной работе проведено моделирование микроволнового излучения солнечной вспышечной петли для раз-

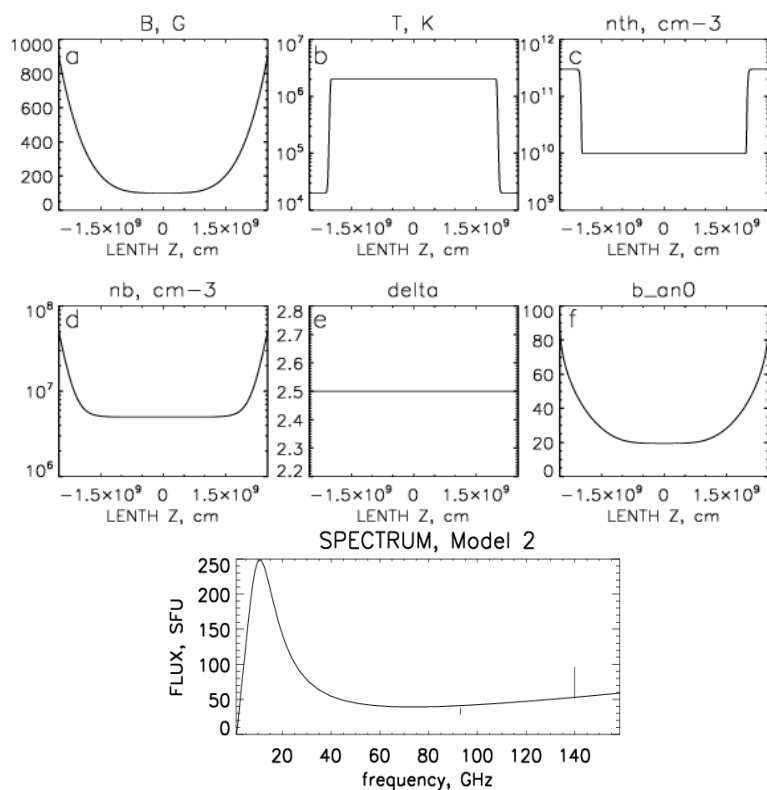


Рис. 1. Распределение параметров плазмы и нетепловых электронов вдоль модельной петли (*верхняя и средняя панели*) и полный радиоспектр модельной петли.

высокочастотная – в хромосферном слое, который соответствует основаниям. Положительный наклон спектра микроволнового излучения достигается за счет поглощения ГС излучения нетепловых электронов хромосферной плазмой либо в самой петле, либо во внешней среде. Важной особенностью модели является задание наклона вспышечной петли от вертикали к горизонту на угол не менее 70° .

Работа выполнена при поддержке грантов: РФФ 16-12-10448 (Смирнова В.В.), РФФИ 15-02-08028 А (Цап Ю.Т.), РФФИ 16-32-00535 мол_а (Моргачев А.С.), программами ПРАН П-7 и научной школы НШ-7241.2016.2 (Моторина Г.Г.).

Литература

1. Tsap Yu.T. et al., 2016, Ge&Ae., V. 56. p. 1104
2. Lüthi T. et al., 2004, A&A., V. 415. p. 113
3. Fleishman G.D. & Kontar E.P., 2010, A&A., V. 709. L127
4. Trotter G., et al., 2011, SoPh., V. 273. p. 339
5. Zaitsev V.V., et al., 2013, Astron. Lett., V. 39. p. 650.
6. Смирнова В.В., и др., 2016 Наука и образование, № 12. p. 85.
7. Fleishman G.D. & Kuznetsov A.A., 2010, ApJ. Lett., p. 1127.

РАННЕЕ СОЛНЦЕ, ФИЗИЧЕСКИЕ УСЛОВИЯ НА РАННЕЙ ЗЕМЛЕ И ПРОИСХОЖДЕНИЕ ЖИЗНИ

Обридко В.Н., Рагульская М.В.

ИЗМИРАН, Россия, Москва
obridko@mail.ru, 9229val@gmail.com

EARLY SUN, EARLY EARTH PHYSICAL CONDITIONS AND THE ORIGIN OF LIFE

Obridko V.N., Ragulskaya M.V.

IZMIRAN, Russia, Moscow

The article discusses the issues about the influence of the early sun and the solar system parameters on the paleomagnetic field and the development of life on Earth. For example, according to astrophysical models, the luminosity of the young Sun had to be by 30% lower than it is today. But according to paleoclimatic data, the Earth surface temperature in Archaea even somewhat exceeded the present-day values. This is “the faint young Sun paradox”. The geomagnetic field existence is one of the important factors in the origin and development of life on Earth. The geomagnetic field existed 4.2 billion years ago (according to recent paleomagnetic data). Its value was comparable to modern values. However, the dynamo theory can calculate of the geomagnetic field only up to 1–1.5 billion years ago. This is “Geomagnetic paradox”. These paradoxes are consider the Earth as a closed isolated system. They do not take into account many aspects of solar-terrestrial relations, for example there is a hypothesis of the early Earth movement through the solar system, the migration of massive Jupiter near the inner planets or the formation of the Earth-Moon system.

В статье проводится верификация имеющихся теоретических моделей формирования Солнечной системы и физических условий на ранней Земле с точки зрения возможности существования и развития современного типа жизни. Изучение формирования звездных скоплений и планет, физических условий существования раннего Солнца и Земли, а также достижения астробиологии и палеонтологии привели к тому, что к настоящему моменту гипотезы возникновения жизни отличаются от тех, что были ещё 15–20 лет назад.

Синтез органики

в молекулярных галактических и протопланетных облаках

Образование Солнечной системы происходило в плотной звездной ассоциации, с присутствием соседних массивных звезд, с возможностью неоднократных инъекций вещества в допланетные диски благодаря вспышкам сверхновых звезд. Экспериментальный материал по химическому составу молекулярных облаков в межзвездном пространстве предполагает наличие активного добиологического синтеза сложных органических веществ в процессе формирования звездных скоплений. В настоящее время количество известных межзвездных и околозвездных молекул приближа-

ется к двум сотням (без учета изомеров и изотопомеров). Среди них встречаются как простые, так и довольно сложные соединения: самые большие уверенно идентифицированные молекулы состоят из 12 атомов ($\text{CH}_3\text{OC}_2\text{H}_5$, $\text{C}_3\text{H}_7\text{CN}$). Обновляемый список экспериментально зафиксированных межзвездных и околозвездных молекул приведен на специализированном астрохимическом сайте <http://astrochymist.org/>. В последнее время это разнообразие все чаще становится поводом для предположения о том, что органические соединения могли попадать в «готовом виде» на Землю и на другие формирующиеся планеты [1, Гл. 12]. Молекулы – «кирпичики жизни» могут возникать в протопланетных дисках еще на стадии слипания пылинок и образования планетезималей. В процессе эволюции диска некоторые из этих «кирпичиков» попадают туда, где могут создаться условия подходящие для сохранения и переноса жизни (например, в рождающиеся астероиды, у которых существует фаза жидкого водяного ядра). При попадании на планету начинается новый цикл развития и адаптации жизни применительно к конкретным физическим условиям [1, Гл. 11, 13, 14, 19]. Как показывает опыт развития Земли, иногда этот процесс бывает успешным.

УФ-излучение молодого Солнца и формирование биосферы

Динамика молодого Солнца и физические условия на ранней Земле определяли формирование собственно земной биосферы. Молодое Солнце не имело упорядоченной динамики активности и привычного для нас цикла солнечной активности, его период обращения был существенно меньше (8–10 дней), а интенсивность спорадического излучения в рентгеновском и УФ-диапазоне на порядки превышало нынешнее. Поэтому формирующиеся биологические структуры должны были одновременно уметь использовать УФ-излучение в качестве источника энергии, эффективно от него защищаться и проходить отбор на устойчивость к разрушительному воздействию излучения молодого Солнца [1, Гл. 18]. Благодаря мощному УФ-излучению раннего Солнца в формирующейся биосфере одновременно происходили разные типы отбора:

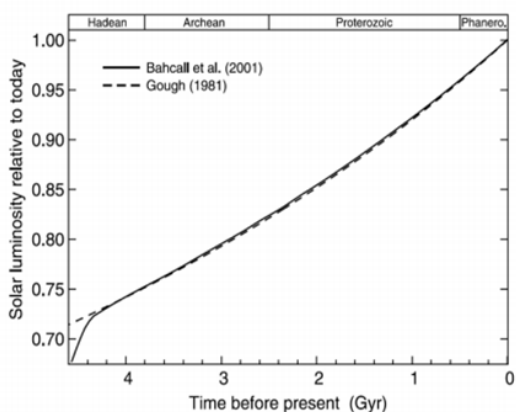
- отбор стойких к УФ-излучению азотистых оснований;
- отбор нуклеотидов в комплиментарные пары;
- отбор более длинных и устойчивых молекул РНК;
- отбор гомохиральных нуклеотидов (смесь изомеров менее устойчива к УФ-излучению, чем изомеры с одинаковой хиральностью).

Модель «цинкового мира» удачно сочетает рассмотрение биохимических аспектов формирования первых клеток и экологических систем с физическими условиями на ранней Земле и повышенной активностью молодого Солнца [2]. Модель рассматривает возникновение первых земных экологических сообществ в наземных геотермальных полях древней Земли, с использованием УФ-излучения в качестве источника энергии, катали-

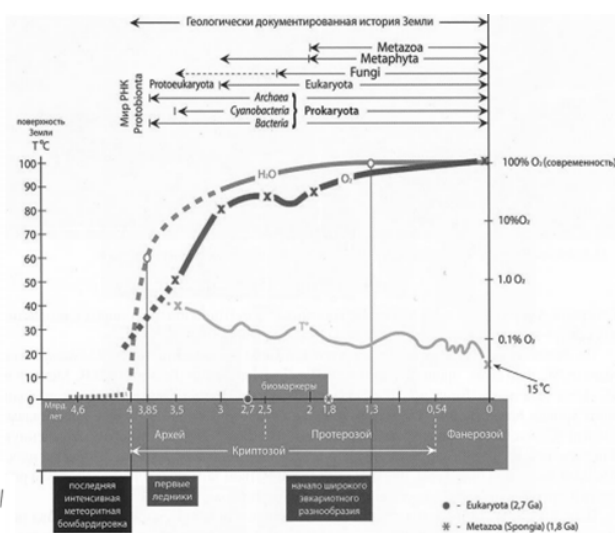
затора и фактора отбора первых биологических структур. В образовании биоструктур участвуют обогащенный вулканический пар (с соотношением калия и натрия, соответствующего цитоплазме современных клеток), геотермальная вода с хлоридами натрия и железа и пористые минеральные твердые осадки в качестве катализатора и основной матрицы; присутствуют также фосфор, азот, цинк, марганец, молибден и бор, а сульфид цинка выполняет функцию защитной пленки от излишнего УФ-излучения древнего Солнца, что приводит к сосуществованию нескольких разных механизмов получения органических веществ из атмосферного углекислого газа и азота. Такой процесс позволяет создавать не отдельные биоэлементы, а целые экологические колонии первой земной биосферы в грязевых котлах древних вулканических геотермальных полей. В результате существующие молекулы ДНК являются максимально устойчивыми структурами к УФ-излучению, хотя не являются единственно возможными. Фактор наличия мощного солнечного УФ-излучения при отсутствии защитной атмосферы современного типа скорее всего определял место и условия возникновения развитой земной биосферы.

Парадокс слабого молодого Солнца

Первый миллиард лет совместного существования Солнца и биосферы – это время парадоксов. Один из основных – так называемый «парадокс слабого молодого Солнца». Согласно астрофизическим моделям, светимость раннего Солнца была на 30% меньше, чем сегодня. Это формировало недостаток поступления энергии на Землю, при котором первые 2,3 миллиарда лет температура поверхности Земли должна была бы быть ниже



Evolution of solar luminosity over the four geologic eons for the standard solar model described in Bahcall et al. [2001] (solid line) and according to the approximation formula [Gough, 1981] (dashed line)



А.Ю. Розанов. Условия жизни на ранней Земле после 4.0 млрд. лет назад

точки замерзания океанской воды, т.е. наша планета в момент формирования земной биосферы представляла собой замерзший шар. Однако, согласно палеонтологическим данным по ископаемым древним организмам и геологическим данным, доступная для изучения древняя биосфера и древ-

ние гео-породы формировались при средней температуре поверхности Земли более 60 градусов Цельсия (против современных +15). Причем при наличии большого количества жидкой поверхностной воды. На рисунке 1 слева приведена кривая болометрической светимости Солнца, а справа - динамика изменения температуры поверхности Земли (нижняя кривая), количества кислорода (средняя кривая) и воды (верхняя кривая) за последние 4 млрд лет [1, Гл.20]. Согласно стандартной модели, приведенная на рисунке 1 светимость раннего Солнца составляла 70% от современного значения. При этом точка замерзания океанской воды 275 К, что соответствует 0,843 современной светимости. Т.е. при сохранении современных значений альбедо и излучательной способности, половину своей жизни Земля должна была провести без жидкой воды на поверхности. Из совокупности экспериментальных геологических, палеонтологических и биологических данных известно, что это не так.

Какие же есть пути решения парадокса? Их три: можно предположить, что в эпоху начала земных времен было другое Солнце, другая Земля, или другое их взаимно- расположение.

В рамках первой версии можно рассмотреть изменение спектрального состава солнечного излучения. “Эффективная температура за 4.6 млрд. лет выросла незначительно, от 5650 до 5770К. При этом увеличение потока в красной области спектра, вызванное сдвигом температуры Солнца, гораздо меньше общего ослабления потока, вызванного уменьшением светимости, что не решает парадокса слабого молодого Солнца.

Нестандартные модели раннего Солнца также не дают необходимую компенсацию солнечной светимости. Если внести существенные изменения в физику плазмы раннего Солнца путем вариации параметров сечения рассеяния, химического состава или предположения полного перемешивания, то даже такие модели не решают проблему «тусклого молодого Солнца» [1, Гл. 3]. Самые оптимистичные из них дают 80% светимости от современного состояния (напомним, величина размерзания океанов равна 0,843).

Интересной гипотезой представляется допущение значительной потери массы Солнцем в процессе эволюции. Более массивное Солнце было бы более ярким, и также Земля была бы ближе к нему (требуется потеря массы в 7%). Однако, в работах М.А. Лифшица и М.В. Кацовой [1, Гл. 5] указывается, что данные наблюдений за солнцеподобными звездами позволяют предположить не более 3% эволюционной потери массы нашей звездой.

Другой возможностью «приблизить» молодую Землю к Солнцу является захват прото-Земли массивной системой Юпитер-Сатурн во время миграции раннего Юпитера внутрь Солнечной системы. Приближение к Солнцу могло составить более 15%. Но по оценкам, процесс миграции продолжался не более 100 миллионов лет первичной эволюции Солнечной

системы, что не компенсирует недостаток энергии для поверхности Земли в последующее время эволюции биосферы.

Наиболее часто обсуждаемым и перспективным путем выхода из «парадокса раннего Солнца» являются предположения о других условиях на самой ранней Земле.

Предполагается, что ранняя Земля имела другие альbedo и теплоизлучение. Факторами, влияющими на этот процесс, могли быть:

1. Другой состав атмосферы с увеличенным содержанием парниковых газов;

2. Геотермальная супер-активность, обеспечивающая интенсивный подогрев поверхности литосферой;

3. Активные биогенные факторы, участвующие в изменении альbedo в планетарном масштабе;

4. Другая гравитационная постоянная.

Гипотеза о более активном геотермальном подогреве поверхности ранней Земли за счёт литосферных процессов представляется весьма перспективной. В моно-варианте она не дает нужной величины компенсации недостатка тепла, однако возможно рассмотрение этой гипотезы в сочетании с гипотезой ранней атмосферы с повышенным содержанием парниковых газов. Е.Г. Храмовой была предложена интересная идея о существовании планетарных биогенных пленок на поверхности древних океанов, вносящих существенный вклад в изменение альbedo молодой Земли [1, Гл. 6].

Геомагнитный парадокс

Еще одним парадоксом является существенное расхождение времени появления магнитного поля Земли по теоретическим моделям и экспериментальным данным. Теоретические модели геодинамо дают оценку появления твердого ядра и геомагнитного поля в 1–1,5 млрд лет назад. По палеомагнитным данным геомагнитное поле (сопоставимое по величине с нынешним) фиксируется в цирконах возраста 4,2 млрд лет [3].

Одним из путей решения геомагнитного парадокса могло бы быть предположение образование твердого ядра одновременно с образованием Земли [1, Гл. 9]. В модели С.В. Старченко предполагается, что твердое ядро Земли не кристаллизовалось из жидкого (как в классических динамо-моделях), а представляет собой протопланетный зародыш, на котором началась гетерогенная аккреция. Такое протоядро состоит из смеси железоникелевого сплава и силикатного хондритового вещества. Геосфера жидкого ядра формируется из внешних частей планеты и, опускаясь к центру планеты, медленно разрушает протоядро посредством поверхностной эрозии. Освобождающееся при этом силикатное вещество всплывает в жидком ядре, обуславливая композиционную конвекцию, преимущественно поддерживающую геодинамо.

Возможны и другие варианты формирования твердого ядра Земли и возникновения геомагнитного поля в самое раннее время существования нашей планеты. Например:

1. Образование твердого ядра в открытой системе Земля – Луна.
2. Образование твердого в результате многочисленных мелких импактов планетеземалей ([1]. Гл. 7 и 10)
3. Образование твердого ядра и запуск геодинамо под воздействием приливных волн массивного мигрирующего Юпитера.

Сохранность древних адаптивных функций биосистем до наших дней можно объяснить необходимостью самозащиты биосферы в моменты экскурсов и инверсий магнитного поля Земли, в периоды длительных максимумов или минимумов солнечной активности, а также во время прохождения Солнечной системой плотных рукавов Галактики.

Заключение

В настоящее время место поисков жизни (в её бактериальной форме) значительно расширились. По-видимому, зачатки жизни существуют во всей Вселенной, но для той формы развития как у нас (включая разум) необходимо очень редкое стечение обстоятельств. Колыбелью жизни могут быть как молекулярные галактические облака и протопланетные диски, так и вулканы и океаны Земли, Марса и малых планет – спутников планет гигантов, а также экзопланеты. Однако отбор единого генетического кода земной биосферы и формирование первых земных экосистем безусловно происходило под влиянием сверх-интенсивного ультрафиолета молодого Солнца. Новые данные о существовании сложных органических соединений в молекулярных облаках, окаменелых остатков возможных древних внеземных бактерий в метеоритах, а также современные теоретические модели астрокатализа позволяют не рассматривать в качестве непримиримо конкурентных гипотезу панспермии (занесения изначальных биологических структур из космоса на Землю) и гипотезу зарождения первичной жизни на Земле. Скорее всего эти гипотезы отражают разные этапы одного и того же процесса. Парадокс «тусклого молодого Солнца» необходимо решать с учетом новых биологических и геологических данных о температуре ранней Земли. Формирование магнитного поля Земли, скорее всего, происходило одновременно с формированием Солнечной системы при возможном участии мигрирующих планет-гигантов или в процессе формирования системы Земля – Луна.

Работа поддержана программой Президиума РАН «Эволюция органического мира и планетарных процессов».

Литература

1. Жизнь и Вселенная (под редакцией *Обридко В.Н. и Рагульской М.В.*) – СПб, ВВМ, 2017, 335 стр., <http://www.izmiran.ru/pub/izmiran/Life-n-Universe.pdf>
2. *Mulkiđjan A.Y., Galperin M.Y.* // *Biology direct*, 2009, v.4, p.27.
3. *J.A. Tarduno, R.D. Cottrell, W.J. Davis et al.* // *Science*, 349:521-524, 2015.

**ВЛИЯНИЕ КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ НА ПОТОК
ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ
ВСПЫШЕК С РАЗЛИЧНОЙ УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ
ИСТОЧНИКОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Васильев Г.И.
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

**THE INFLUENCE OF COMPTON SCATTERING ON THE HARD
X-RAY FLUX OF SOLAR FLARES FOR DIFFERENT
SOURCE ANISOTROPY**

Ovchinnikova E.P., Charikov Y.E., Shabalin A.N., Vasilyev G.I.
Ioffe Institute of the RAS, St. Petersburg, Russian Federation

The influence of Compton scattering on the total hard X-ray solar-flare emission has been considered. First, the distribution of primary hard X-ray photons localized along the flare loop was found, and finally, the Monte Carlo calculations of the Compton scattered hard X-ray photons were obtained. The albedo for photons was shown to contribute to the total X-ray flux only in the energy range from 10 to 100 keV. Backscattered photons flux depends on the loop's position and localization of the source of primary X-rays along the loop. For an isotropic distribution of primary photons the backscattered photons contribution to the total flux is maximal for the loop in the center of the Sun and reduces when shifting to a limb. In the case of an anisotropic source the angle at which the contribution being maximal depends on the degree of anisotropy and on X-ray directivity in the source.

Рентгеновское излучение солнечных вспышек, регистрируемое в космосе, является суперпозицией излучения непосредственно распространяющегося к наблюдателю от источника (вспышечной петли) и излучения, отраженного от плотных слоев атмосферы в результате комптоновского рассеяния (эффект альбедо). Учет вклада отраженных фотонов в общий поток жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) во время солнечных вспышек является целью данной работы. Вклад фотонов альбедо в спектральное распределение ЖРИ солнечных вспышек был впервые подробно рассмотрен в [1] и показано, что вклад отраженных фотонов в рентгеновский спектр наибольший в диапазоне энергий в интервале 30–40 кэВ.

В данной работе первоначально рассчитывались распределения ускоренных электронов на основе решения уравнения Фоккера-Планка [2]. На следующем этапе, используя полученные распределения электронов и релятивистское сечение тормозного излучения, были рассчитаны спектры первичных фотонов, локализованных в различных областях вспышечной петли (вершине и основаниях). И наконец, используя инструментарий GEANT4 (*GEometry ANd Tracking*), вычислялся поток, энергетический спектр и угловое распределение фотонов, рассеянных в результате

комптоновского механизма. Первичные фотоны рассматривались с энергиями больше 28 кэВ, так как для таких энергий отсутствует вклад тепловых электронов плазмы в ЖРИ. Рассеянный поток рентгеновского излучения зависит от относительного положения наблюдателя и источника ЖРИ, другими словами от положения источника на диске Солнца. В данной работе мы меняли положение источника, смещая его от центра диска к лимбу (гелиоцентрический угол от 0° до 90°). Расчеты проводились для моделей с различной степенью анизотропии первичного ЖРИ. Наиболее анизотропное угловое распределение первичных фотонов ЖРИ (рис. 1.) получается в модели физической кинетики пучка при задании в момент инжекции анизотропного источника электронов (угловая функция распределения электронов $S_1 = \cos^{12} \varphi$). Далее наименование ‘анизотропная модель’ будет соответствовать модели с представленным на рисунке 1 угловым распределением фотонов.

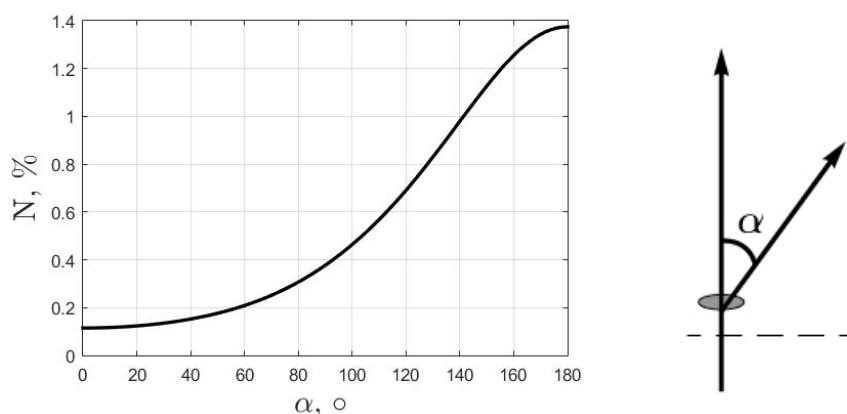


Рис. 1. Усредненное по энергии угловое распределение фотонов ЖРИ, полученное в модели физической кинетики. α – нормаль к поверхности фотосферы в данной точке.

Для анализа влияния отраженных фотонов на спектр наблюдаемого излучения удобно использовать две характеристики: вклад в интенсивность потока и изменение наклона спектра. На рис. 2 представлены соотношения потока отраженных фотонов к общему потоку для изотропной и анизотропной моделей, энергетическое распределение фотонов задавалось в виде степенного закона с показателем γ ($\gamma = 3$). Доля отраженных фотонов в общем потоке для изотропных источников будет увеличиваться при смещении положения вспышки на Солнце от лимба к центру диска (максимум 40% для энергий 30–40 кэВ), что совпадает с результатами работы [3]. Для анизотропных моделей максимум вклада (70% для энергий 30–40 кэВ) может наблюдаться при смещении положения источника от центра диска. Для рассмотренных моделей максимум наблюдается при гелиоцентрическом угле 40° (рис. 2.).

Наклон спектра незначительно изменяется в области 30–40 кэВ, в которой вклад отраженных фотонов в поток максимален. Наибольшее изменение показателя спектра ЖРИ наблюдается в области 50–200 кэВ.

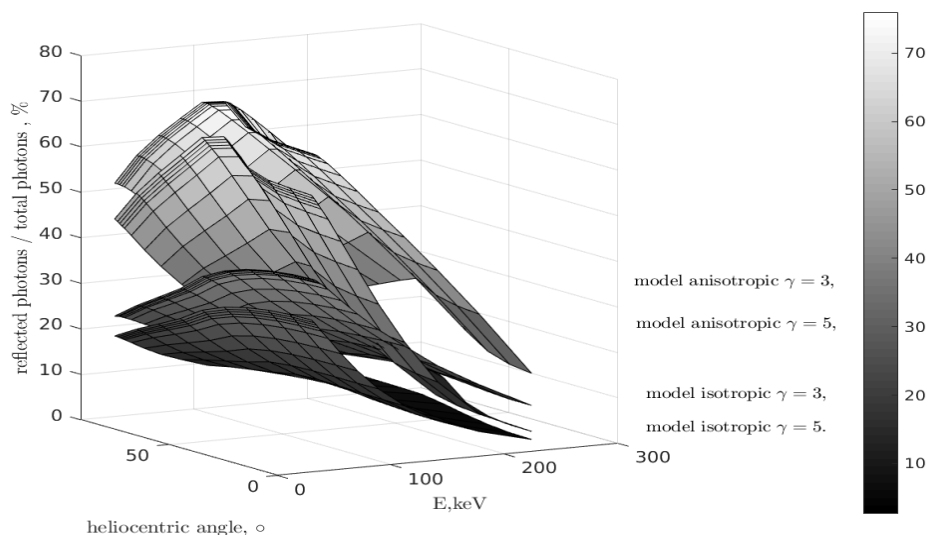


Рис. 2. Доля отраженных фотонов в общем потоке ЖРИ для различных моделей пучка электронов и плазмы.

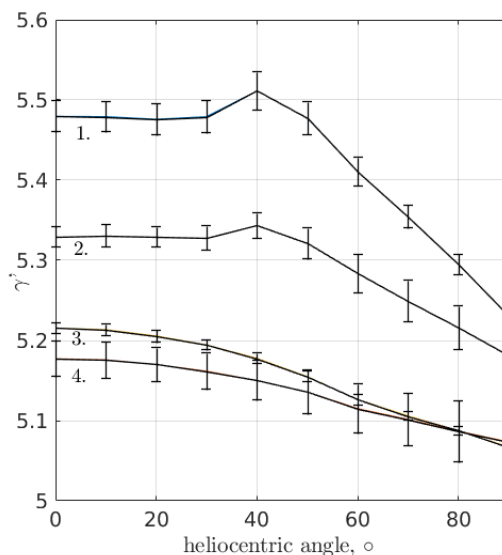


Рис. 3. Изменение показателя наблюдаемого спектра ЖРИ γ' (аппроксимация степенным законом в заданном диапазоне энергий) при смещении положения источника на диске Солнца. Кривые соответствуют следующим моделям: (энергетическое распределение первичных фотонов задавалось в виде степенного закона с показателем γ)

1. анизотропная модель ($\gamma = 5$ в интервале 50–200 кэВ)
2. анизотропная модель ($\gamma = 5$ в интервале 30–40 кэВ)
3. изотропная модель ($\gamma = 5$ в интервале 50–200 кэВ)
4. изотропная модель ($\gamma = 5$ в интервале 30–40 кэВ)

Полученное в модели физической кинетики энергетическое распределение фотонов не может быть строго описано степенным законом и связано с угловым распределением фотонов. Для такой модели изменение наклона спектра можно характеризовать параметром δ , определяемым как

$$\delta = \gamma' - \gamma, \quad \gamma' = -\frac{d \ln I'(\epsilon)}{d \ln \epsilon}, \quad \gamma = -\frac{d \ln I(\epsilon)}{d \ln \epsilon}. \quad (1)$$

I и I' – интенсивности первичного и полного ЖРИ, ϵ – энергия фотона.

В области 30–50 кэВ $\delta < 0$, что соответствует ужестчению спектра в данном интервале. Для энергии больше 50 кэВ $\delta > 0$, спектр становится мягче (рис. 4б.) Энергия, при которой происходит изменение характера влияния комптоновского рассеяния на спектр ($\delta = 0$), различна при разных положениях источника на диске Солнца и приходится на область 30–50 кэВ. Соотношение отраженного потока к общему в максимуме достигает 70% (рис. 4а.), максимум для данной модели (анизотропной) наблюдается при гелиоцентрическом угле 40° .

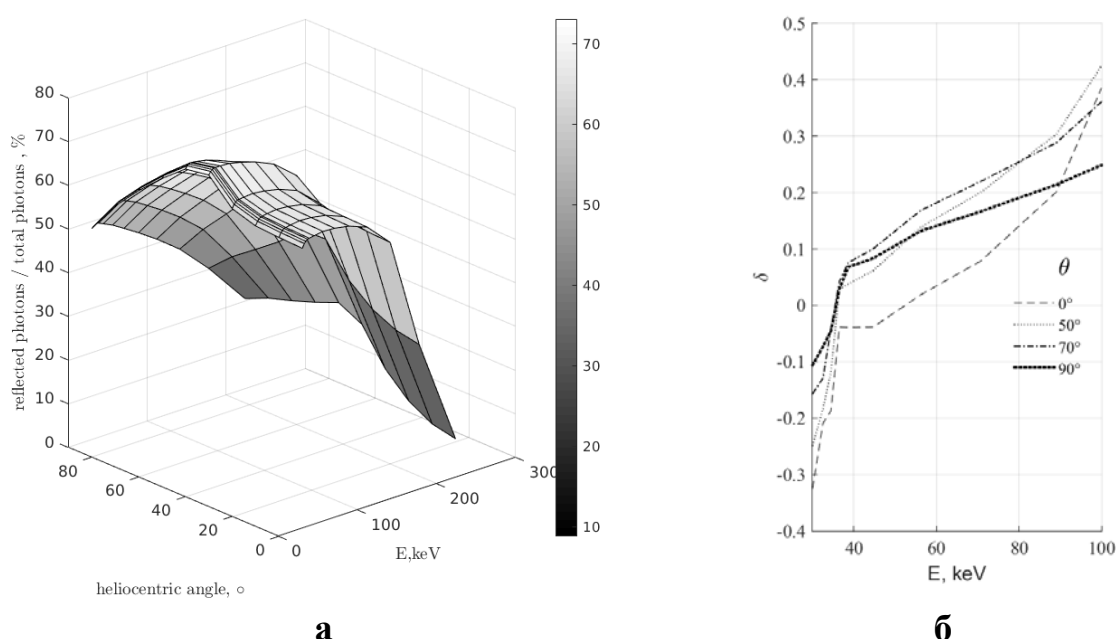


Рис. 4. а – Доля отраженных фотонов в общем потоке.

б – Изменение δ наклона спектра при учете комптоновского рассеяния.

Литература

1. Bai T. and Ramaty R. Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays //The Astrophysical Journal. 1978.Vol. 219. Pp. 705–726.
2. Charikov Y.E., Shabalin A.N. Hard X-Ray Generation in the Turbulent Plasma of Solar Flares // Geomagnetism and Aeronomy. 2016. Vol. 56. № 8. Pp. 1068–1074.
3. Kontar E.P., MacKinnon A.L., Schwartz R.A., Brown J.C. Compton backscattered and primary X-rays from solar flares: angle dependent Green's function correction for photospheric albedo // Astronomy & Astrophysics. 2006. Vol. 446. No. 3. Pp. 1157–1163.

HALLSTATT CYCLE IN SUBARCTIC FENNOSCANDIAN TEMPERATURE AND ITS POSSIBLE LINK WITH SOLAR ACTIVITY

Ogurtsov M.G.^{1,2}, Helama S.³

¹*Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg*

³*Natural Resources Institute Finland, Rovaniemi, Finland*

ЦИКЛ ХАЛЛЬСТАТТА В ТЕМПЕРАТУРЕ СУБАРКТИЧЕСКОЙ ФЕННОСКАНДИИ И ЕГО ВОЗМОЖНАЯ СВЯЗЬ С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Огурцов М.Г.^{1,2}, Хелама С.³

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

²*ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

³*Институт природных ресурсов, Рованиеми, Финляндия*

Реконструкция летней температуры в субарктической Фенноскандии (66–70° N, 14–35° E), произведённая при помощи дендрохронологических данных, была сопоставлена с тремя реконструкциями солнечной активности, полученными с помощью ¹⁴C и ¹⁰Be. Было показано, что указанная реконструкция восстанавливает как долгосрочную, так и кратковременную изменчивость температуры. Слабая, но значимая положительная корреляция между восстановленной температурой (Helama et al., 2012), усредненной за 40 лет, и солнечными палеорекострукциями была обнаружена в период BC 5495 – AD 1895 гг. Было показано, что цикличность Халльстатта (1800–2300 лет) является основной общей чертой вариаций температуры и солнечной активности. Обсуждаются возможные механизмы солнечно-температурной связи на территории субарктической Фенноскандией.

Reconstruction of July temperature variability at subarctic Fennoscandia (66–70° N, 15–35° E) during the period 5500 BC through AD 2000 was obtained by Helama et al. (2012) by means of two botanical proxies: spectra of fossil pollen and tree rings of Scots pine logs. This time series together with its wavelet and Fourier spectra is shown in Fig. 1. In Fig. 1, the negative years are of BC and positive ones are of AD era.

The following solar proxies were used in the analysis:

(a) Sunspot proxy obtained from radiocarbon record by Ogurtsov (2005). This data set has decadal time resolution.

(b) Sunspot proxy obtained from radiocarbon record by Solanki et al. (2004) by physical methods. This data set has decadal time resolution.

(c) A proxy of the total solar irradiance (TSI) obtained by Steinhilber et al. (2009) using ¹⁰Be data measured in the ice cores GRIP (72.3° N, 37.4° W) and South Pole.

We calculated coefficients of correlation between the Northern Fennoscandian summer temperature reconstruction and the three solar proxy records

over the period 5495 BC through AD 1895 (740 data-points). Statistical significance of these correlations was assessed by means of a tailored experiment, which included a randomization of phases of Fourier transform of the analyzed records and further filtration of the randomized series, described by Ogurtsov and Oinonen (2014). Results of statistical experiment, performed for estimation of the significance, are illustrated with Table 1.

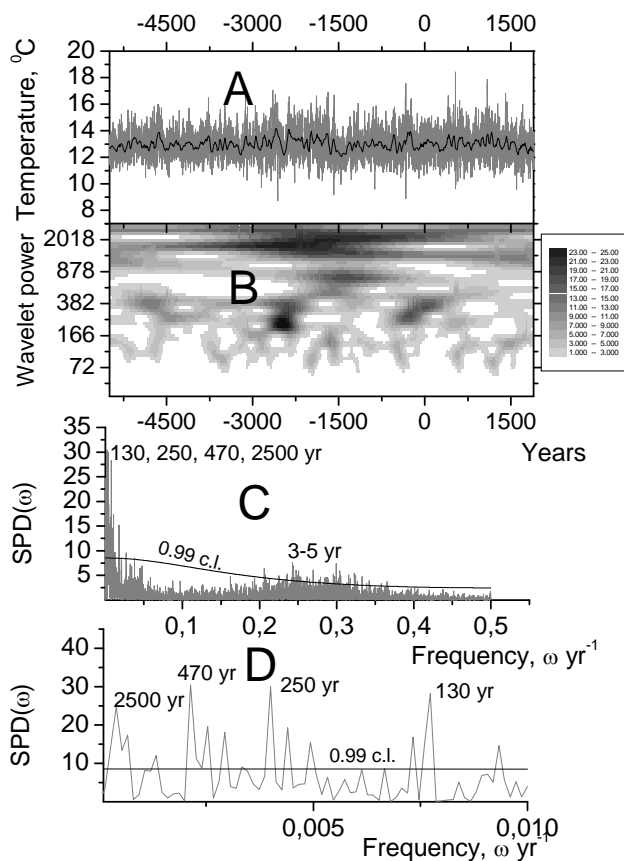


Figure 1. Spectral properties of July temperature at subarctic Fennoscandia (Helama et al., 2012);

A – July temperature at subarctic Fennoscandia. Grey line – raw data, black line – 40 year average;

B – local wavelet spectrum (basis of Morlet) of July temperature at subarctic Fennoscandia normalized by variance;

C – Fourier spectrum of July temperature at subarctic Fennoscandia.;

D – low-frequency part of the wavelet spectrum.

In figures 1C,D black line is a 0.99 confidence level calculated for red noise with AR(1) coefficient 0.3.

Table 1. Correlation between subarctic Fennoscandian temperature and solar proxies during the period 5495 BC through AD 1895.

	Coefficient of correlation	Phase shift (yrs)	Significance (c.l.)
Sunspot reconstruction after Ogurtsov (2005)	0.19	0	0.978
Sunspot reconstruction after Solanki et al. (2004)	0.18	10	0.975
TSI reconstruction after Steinhilber et al. (2009)	0.20	20	0.991

In order to study the solar-temperature correlation at different frequencies we calculated wavelet cross-spectra of Northern Fennoscandian temperature and all the three solar proxies.

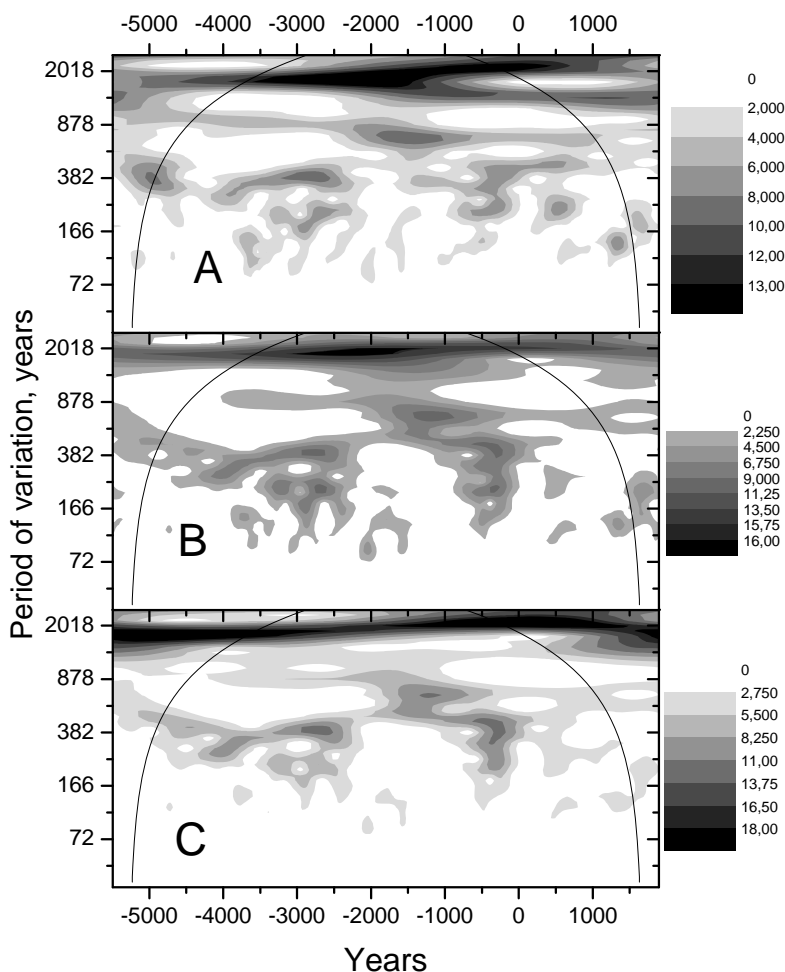


Figure 2. Wavelet cross spectra of summer temperature in subarctic Fennoscandia and: **A** – sunspot number (Ogurtsov, 2005); **B** – sunspot number (Solanki et al., 2004); **C** – TSI reconstruction (Steinhilber et al., 2009). Black lines show the cone of influence.

Coherency at Hallstatt scale (ca 2000 years) dominates at all three spectra. This indicates that Hallstatt cycle is the main common feature in spectra of temperature and solar proxy series. Besides this the spectra show some increase of cross-wavelet power at 100–500 years and 600–1000 years. Thus, bi-millennial variation of subarctic Fennoscandian summer temperature provides the main part of correlation of this series with solar activity reconstructions.

Connection between the subarctic Fennoscandian temperature and solar activity, established earlier at millennial and bi-millennial time scale using one radiocarbon solar proxy and tree-ring temperature proxies, was reliably confirmed:

- (a) Using tree-ring-pollen temperature proxy, which reconstruct well temperature variability over long time scale;
- (b) using three solar proxies, obtained by means of both ^{14}C and ^{10}Be paleorecords;

(c) for much wider frequency range – for all the variability with periods from about 100 years to more than 2000 years.

References

1. *Helama, S., H. Seppä, A.E. Bjune, and H.J.B. Birks.* 2012. Fusing pollen-stratigraphic and dendroclimatic proxy data to reconstruct summer temperature variability during the past 7.5 ka in subarctic Fennoscandia // *Journal of Paleolimnology*, Vol. 48, No. 1, June 2012, pp. 275–286.
2. *Ogurtsov M.G.* 2005. On the possibility of forecasting the Sun's activity using radiocarbon solar proxy // *Solar Physics* 231(1–2), pp. 167–176.
3. *Steinhilber, F., J.A. Abreu, J. Beer, et al.* 2012. 9,400 years of cosmic radiation and solar activity from ice cores and tree rings // *PNAS*, vol. 109(16), pp. 5967–5971.
4. *Solanki S., Usoskin I.G., Kromer B. et al.* 2004. Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years // *Nature*. V. 431, doi:10.1038/nature04046. E4-E5.
5. *Ogurtsov M.G., Oinonen M.* 2014. Evidence of the solar Gleissberg cycle in the nitrate concentration in polar ice // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.* 109, 37–42.

ПРАВИЛО ВАЛЬДМАЙЕРА ДЛЯ ДВУХ ПОПУЛЯЦИЙ ПЯТЕН

Осипова А.А.^{1,2}, Наговицын Ю.А.^{1,2}

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

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

THE WALDMEIER EFFECT FOR TWO SUNSPOT POPULATIONS

Osipova A.A.^{1,2}, Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}

¹Central Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

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

This paper continues studies of two populations of sunspots and their groups. The known Waldmeier effect has been considered for these populations in classical and modified form. The classical one connects the rise time of the 11-year cycle with solar activity index at the maximum, and the modified one connects the latter with solar cycle rise rate. Sunspot group data of the Royal Greenwich Observatory and the Kislovodsk Mountain Astronomical Station for the 12–24 solar cycles was used to construct the area and group number indices. It has been shown that the Waldmeier rule works more strictly for the population of large sunspot groups than for the small groups. The results of this analysis can be used as observational constraints for dynamo models.

Введение

В ряде работ [3–5] было подтверждено существование двух популяций пятен и их групп. Задача данной работы — рассмотреть различие поведения индексов солнечной активности для двух популяций пятен на примере правила Вальдмайера [6], известного в двух формулировках. Обратная зависимость между временем роста цикла от минимума до максимума и его значением в максимуме является классической формулировкой правила Вальдмайера: $W_{\max} \sim \tau^{-1}$, где $\tau = t_{\max} - t_{\min}$ — длина ветви роста цикла (далее ПВ1). Однако ясно, что чем меньше времени требуется циклу для достижения определённого уровня активности, тем выше скорость его роста. В работе [2] было показано, что её максимумы опережают максимумы соответствующего индекса солнечной активности на несколько лет, а изменения амплитуды происходят параллельно изменениям амплитуды максимумов циклов СА. Тогда можно рассмотреть связь максимальной амплитуды с максимальной скоростью роста данного цикла: $W_{\max} \sim \max W'(t)$ (далее ПВ2).

Данные

Мы используем однородный ряд площадей групп солнечных пятен Гринвичской обсерватории за 12–20 циклы [7], а в качестве его продолжения до настоящего времени (21–24 циклы) — ряд площадей Кисловодской Горной астрономической станции ГАО РАН [8]. В качестве параметра раз-

деления групп пятен на две популяции используется время жизни группы [3].

Изначально ПВ1 было сформулировано для чисел Вольфа, однако оно наблюдается в разной степени и для других индексов солнечной активности. Каждый из индексов мы рассматриваем для всех наблюдений (далее *all*) и для ряда, в котором каждая группа упоминается один раз в момент её наибольшего развития (далее *max*) — каждой группе ставится в соответствие её максимальная площадь. Ряд площадей групп пятен (далее *A*) мы получаем, усредняя за месяц суммы скорректированных за наклон к углу зрения площадей видимых на диске групп пятен, ряд чисел групп пятен (далее *G*) — суммируя за месяц количество групп пятен. Таким образом, мы получаем 4 ряда индексов солнечной активности: ряд площадей групп пятен по всем наблюдениям *all A*, ряд площадей групп пятен, где каждая группа учитывается один раз *max A*, ряд чисел групп пятен по всем наблюдениям *all G* и ряд чисел групп пятен, где каждая группа учитывается один раз *max G*. К каждому ряду применяется 13-ти месячное скользящее среднее, моменты минимумов t_{\min} и максимумов t_{\max} циклов определяются как даты локальных минимумов и максимумов сглаженного ряда соответственно. Максимальная скорость роста цикла определяется, согласно [2], как максимальная разница между усреднёнными за год значениями индекса активности на ветви роста цикла. Тесноту связи для ПВ1 и ПВ2 можно оценить линейными приближениями $A_{\max} = a + b \cdot \tau$ и $A_{\max} = a + b \cdot DA$ соответственно.

Результаты

Итоговые коэффициенты корреляции R для общих рядов и для двух популяций крупных (LLG) и мелких (SSG) групп пятен приведены в таблице, значимым коэффициентам корреляции ($|R| > 0.7$) соответствуют выделенные ячейки, жирным шрифтом выделены наибольшие. На рис. 1 и 2 для популяции LLG и SSG соответственно показаны ряды индексов солнечной активности *all A*, *max A*, *all G* и *max G*.

Таблица 1.

		ПВ1			ПВ2		
		общ.	LLG	SSG	общ.	LLG	SSG
All	A	-0.22	-0.31	0.015	0.88	0.89	0.7
	G	-0.56	-0.44	-0.44	0.91	0.92	0.81
Max	A	-0.25	0.1	-0.46	0.89	0.48	0.58
	G	-0.72	-0.42	-0.49	0.85	0.9	0.83

Для ряда площадей *all A* после отделения SSG от LLG корреляция для ПВ1 усиливается для крупных групп пятен, в то время как мелкие вовсе не показывают наличие ПВ1. Для популяции LLG ПВ2 выполняется лучше, чем для SSG. Ряд максимальных площадей групп пятен *max A* показывает

обратное поведение: обе модификации ПВ лучше выполняются для популяции мелких групп пятен, чем для крупных. Однако на рис. 2 явно видно, что именно для мелких групп пятен наличие вторичных максимумов доминирует: для 9 из 13 рассмотренных циклов наблюдается несколько пиков активности, более высоких, чем первые. Ряды чисел групп пятен *all G* и *max G* для ПВ1 показывают близкие коэффициенты корреляции для обеих популяций, однако для LLG ПВ2 выполняется лучше.

Данные результаты позволяют заключить, что крупные группы пятен показывают более тесную связь между характеристиками фазы роста цикла СА и его характеристиками в максимуме.

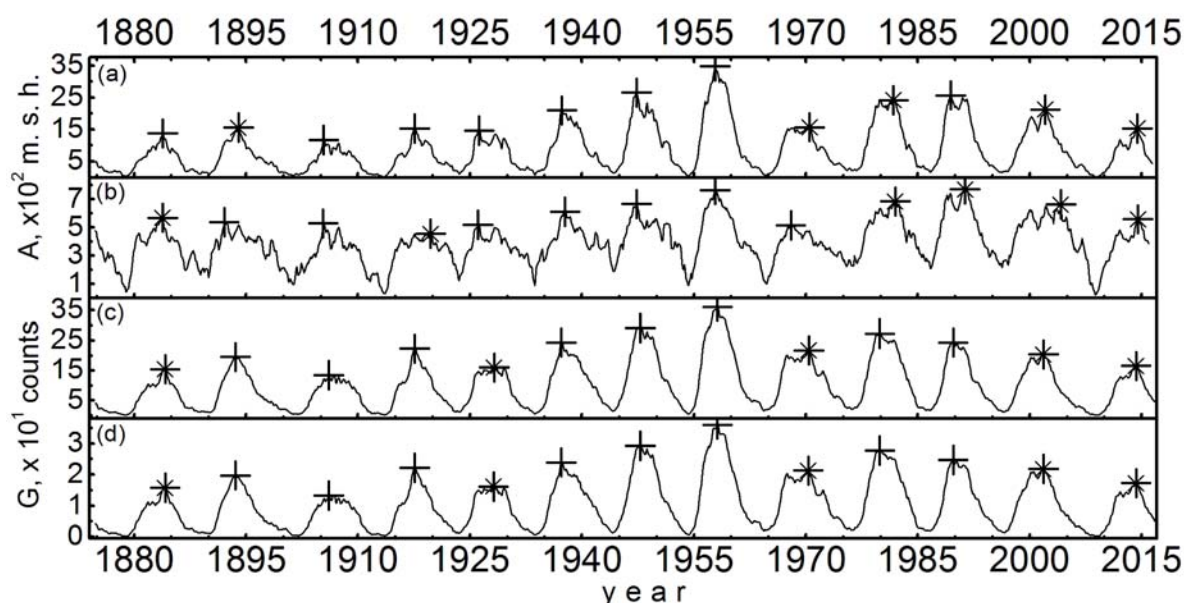


Рис. 1.

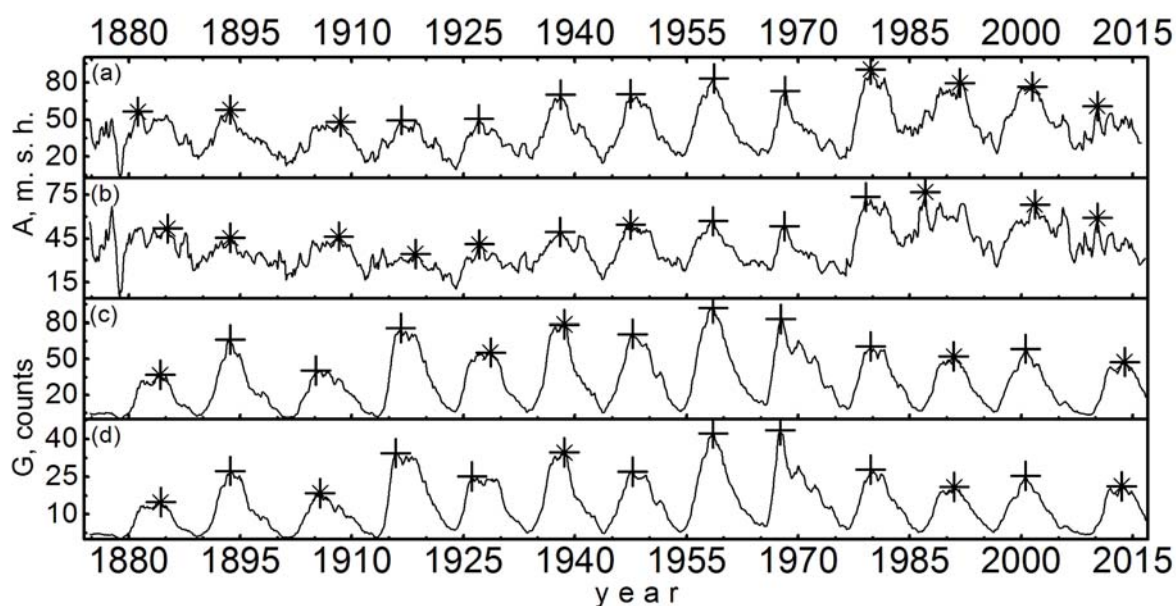


Рис. 2.

Выводы

Полученные результаты поддерживают предположение о том, что индексы солнечной активности в большей степени связаны с крупными группами пятен. Наши результаты также иллюстрируют тот факт, что ПВ2 является более предпочтительной формулировкой правила Вальдмайера для методов прекурсоров предсказаний амплитуды грядущего цикла, так как не зависит от определения моментов экстремумов, которые, в свою очередь, зависят от используемых данных и способа сглаживания. Различия поведения правила Вальдмайера для двух популяций может найти объяснение в рамках теории динамо с переносом потока при условии высокой диффузии, поскольку классическая форма правила Вальдмайера теоретически воспроизводима только в случае преобладания диффузии над дифференциальным вращением в основании конвективной зоны [1].

Литература

1. *Karak, B.B.; Choudhuri, A.R.* // MNRAS, 410, 3, pp. 1503–1512, 2011.
2. *Nagovitsyn, Y.A.; Kuleshova, A.I.* // Astron. Rep., 56, pp. 800–804, 2012.
3. *Nagovitsyn, Y.A.; Pevtsov, A.A.* // Astrophys. J., 833, 1, id. 94, 2016.
4. *Nagovitsyn Y.A.; Pevtsov A.A.; Osipova A.A.; Tlatov A.G.; Miletskii E.V.; Nagovitsyna E.Y.* // Astron. Lett., 42, 10, pp. 703–712, 2016.
5. *Nagovitsyn, Y.A.; Pevtsov, A.A.; Osipova, A.A.* // Astron. Nachr., 338, 1, pp. 26–34, 2017.
6. *Waldmeier, M.* // Astron. Mitt. Eidgen. Sternw. Zürich, 14, 133, pp. 105–136, 1935.
7. <https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>
8. <https://dataverse.harvard.edu/dataverse/solardynamo>

ВЫРАЖЕННОСТЬ ПЕРИОДОВ 50, 80 И 160 МИН ВО ВРЕМЕННЫХ РЯДАХ ФЛУКТУАЦИЙ СКОРОСТИ АЛЬФА-РАСПАДА

**Панчелюга В.А.¹, Владимирский Б.М.², Панчелюга М.С.¹,
Серая О.Ю.¹, Панихин В.А.³**

¹*ИТЭБ РАН, Пушино, Россия, panvic333@yahoo.com*

²*КрАО, Научный, Крым, Россия*

³*НИИ ГСГФ, Фрязино, Россия*

PERIODS OF 50, 80 AND 160 MIN IN TIME SERIES OF ALPHA-DECAY RATE FLUCTUATIONS

**Panchelyuga V.A.¹, Vladimirovsky B.M.², Panchelyuga M.S.¹,
Seraya O.Yu.¹, Panikhin V.A.³**

¹*ITEB RAS, Pushchino, Russia*

²*Crimean Astrophysical Observatory, Crimea, Russia*

³*RI HSGP, Fрязино, Russia*

Spectra obtained as results of local fractal analysis of 329 2-day time series of ²³⁹Pu alpha-decay rate fluctuations by means of all permutations method (APM) [1–3] are compared with spectra obtained for similar time series (approximately 5-years long), which was measured in Antarctica. New 50 min period for Antarctica data was revealed and more distinct manifestations of 80 min and 160 min periods was found. Existence of new 50-min period means that coincidence of the periods spectra for time series of alpha-decay rate fluctuations with the Earth natural oscillations, which was demonstrated for middle-latitude data [1–3] are broken for that period in Antarctica data. Physical meaning of 50-min period will be studied in our future investigations.

Настоящая статья представляет серию продолжающихся исследований шумоподобных временных рядов флуктуаций скорости альфа-распада изотопов ²³⁹Pu, берущих свое начало в работах [1–2] и представлявшихся ранее на конференции «Солнечная и солнечно-земная физика» [3].

Особенностью упомянутых работ является использование локального фрактального анализа методом всех сочетаний (МВС) для анализа экспериментальных временных рядов. Данное обстоятельство отличает работы [1–3] от достаточно обширного массива работ, посвященных исследованию периодов во временных рядах скорости радиоактивного распада. В качестве примера можно привести публикации [4–7]. В них в качестве основного метода выявления периодичностей в исследуемых временных рядах используются классические методы спектрального анализа, с помощью которых исследуются очень небольшие отклонения от закона радиоактивного распада, который, как известно, определяется индивидуальной для каждого изотопа константой распада. Относительная амплитуда этих отклонений уменьшается с уменьшением длительности регистрируемых периодов. Так годовые и сезонные периоды имеют амплитуды $\sim 10^{-1} \dots 10^{-3}$, а

околомесячные и суточные $\sim 10^{-3} \dots 10^{-5}$ [4]. При этом периоды короче суточного используемыми в [4–7] методами не обнаружены.

Как отмечается в [1–3], внутрисуточные периоды удалось обнаружить благодаря использованию МВС-анализа [1] для исследования временных рядов флуктуаций скорости альфа-распада. В качестве основных особенностей данного метода можно отметить: 1) локальность – фрактальная размерность может быть вычислена с достаточной точностью на основе коротких ($n = 15 \dots 60$ точек) отрезков временных рядов; 2) инвариантность МВС-размерности относительно линейных преобразований (сдвиги, растяжения, зеркальные отражения); 3) инвариантность МВС-размерности относительно перестановок элементов отрезка временного ряда, на основе которого она вычисляется.

Последнее свойство, на наш взгляд, является наиболее важным. Именно оно определяет более высокую точность вычисления МВС-размерности по сравнению с размерностью минимальных покрытий [8–9], которая послужила отправной точкой для создания МВС-метода [1, 10], и позволяет обнаружить устойчивый спектр периодов в исследуемых временных рядах [2, 11].

В общих чертах методика исследования экспериментальных временных рядов выглядит следующим образом. Временные ряды длиной в несколько суток разбиваются на короткие (60 точек) отрезки. Для каждого такого отрезка вычисляется фрактальная размерность МВС-методом. Таким образом, исходный временной ряд, состоящий из односекундных измерений скорости радиоактивного распада, параметризуется значениями МВС-размерности, вычисленной для одноминутных (60 1-сек точек) отрезков временного ряда и преобразуется в последовательность значений фрактальной размерности. После этого рассчитывается распределение интервалов для данной последовательности: каждый ее элемент попарно сравнивается со всеми остальными и в случае, если модуль разности двух значений фрактальной размерности не превышает некоторого порогового значения, разделяющий их временной интервал входит в результирующее распределение с весом равным единице, в противном случае – с весом равным нулю [1, 10]. На рис. 1 дан пример распределения интервалов для 2-суточного временного ряда. Распределения интервалов, аналогичные показанному на рис. 1, являются основой для исследования периодов, содержащихся в шумоподобных временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада, исследуемых в настоящей работе. В [2–3, 11] приведены спектры периодов, полученные после обработки 329 2-суточных распределений интервалов (суммирование распределений интервалов, произведение распределений интервалов, сумма координат пиков (показаны кружками на рис. 1), сумма нормированных координат пиков).

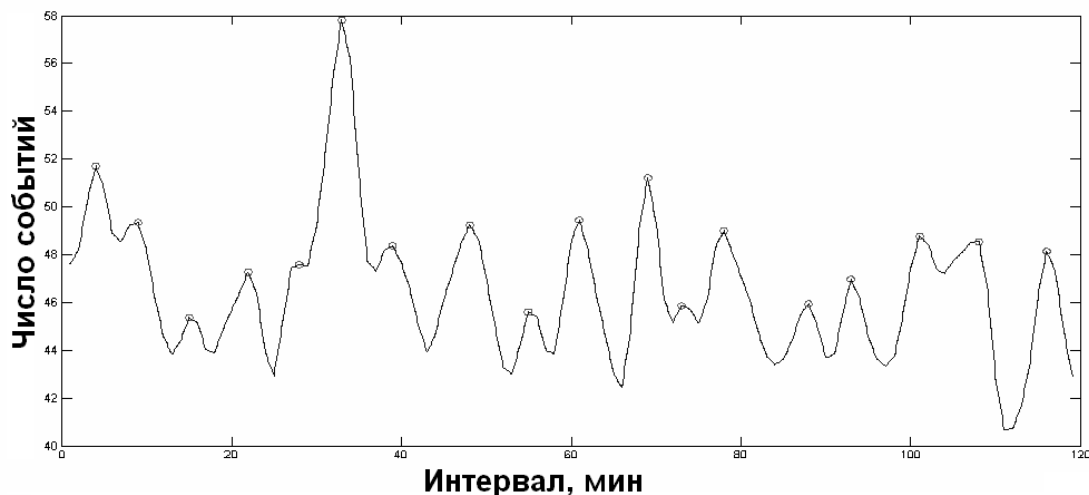


Рис. 1. Пример распределения интервалов. Сплошная линия – сглаженное 2-суточное распределение интервалов. Кружками отмечены максимумы, которые автоматически определяет программа.

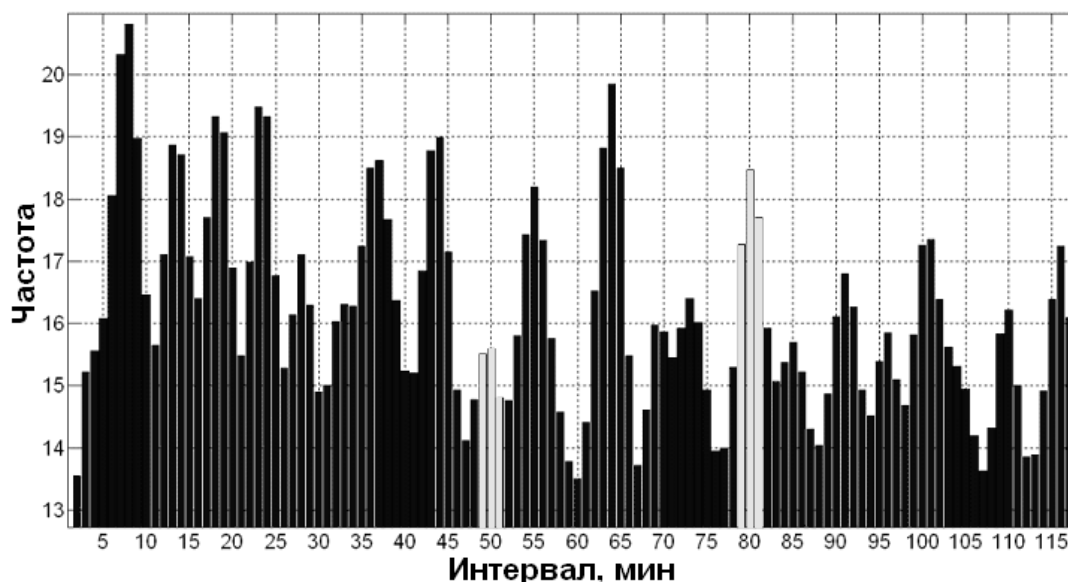


Рис. 2. Пример спектра периодов во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада, полученного с использованием МВС-метода.

Спектры периодов, приведенные в [2–3, 11] были получены в результате обработки временных рядов флуктуаций скорости альфа-распада, измеренных в г. Пушино, Московской области. В настоящей работе были исследованы аналогичные временные ряды, зарегистрированные на станции Новолазаревская, Антарктида. Сравнение «среднеширотных» спектров периодов с «антарктическими» показало, что среднеширотный спектр периодов, описанный в [2–3, 11] воспроизводится также и для большого массива (ок. 5 лет) антарктических данных. Но при этом был обнаружен дополнительный пик в районе 50 мин (выделен светлым на рис. 2), который не выражен в спектрах [2–3, 11]. Второй заметной особенностью антарктических

данных является значительно более четкая выраженность пиков 80 мин (выделен светлым на рис. 2) и 160 мин. Данные пики присутствуют также и на среднеширотных данных [2-3, 11], но при этом имеют, как правило, меньшую, в сравнении с антарктическими, амплитуду, вплоть до того, что на некоторых распределениях интервалов они могут практически отсутствовать.

Появление пика в районе 50 мин для антарктических данных является необычным в том отношении, что для случая [2-3, 11] всем пикам в спектре флуктуаций скорости альфа-распада можно было сопоставить соответствующие моды собственных колебаний Земли [12-13]. Данный пик, рис. 2, располагается между пиками, соответствующими основным модам сфероидального (${}_0S_2$) и крутильного (${}_0T_2$) колебаний и в спектре собственных колебаний Земли отсутствуют какие-либо другие моды колебаний между ${}_0S_2$ и ${}_0T_2$ [12]. Таким образом, данный факт нарушает, наблюдавшееся ранее [2-3, 11], полное соответствие между пиками в спектре флуктуаций скорости альфа-распада и частотами собственных колебаний Земли [12-13]. Выяснение природы пика в районе 50 мин, рис. 2, является предметом наших дальнейших исследований.

Авторы благодарят Шаповалова С.Н. за предоставленные временные ряды флуктуаций скорости альфа-распада, зарегистрированные на станции Новолазаревская, Антарктида.

Литература

1. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Биофизика, 2013, том. 58, вып. 2, с. 377–384.
2. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Биофизика, 2015, том. 60, вып. 2, с. 395–410.
3. Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С., Серая О.Ю. // Сборник трудов XX Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», Санкт-Петербург, Пулково, 10–14 октября 2016 г., с. 247–250.
4. Пархомов А.Г., Макляев Е.Ф. // Физическая мысль России, 2004, № 1, с. 1–12.
5. J.H. Jenkins, E. Fischbach, J.B. Buncher et al. // *Astropart. Phys.*, 2009, 32, pp. 42–46.
6. P.A. Sturrock, A.G. Parkhomov, E. Fischbach et al. // *Astropart. Phys.*, 2012, 35, pp. 755–758.
7. E.N. Alexeyev, V.V. Alekseenko, Ju.M. Gavriljuk et al. // *Astropart. Phys.*, 2013, 46, pp. 23–28.
8. M.M. Dubovikov, N.V. Starchenko, M.S. Dubovikov // *Physica A*, 2004 339, 591.
9. М.М. Дубовиков, А.В. Крянев, Н.В. Старченко // Вестник РУДН, серия «Прикладная и компьютерная математика», 2004, 3 (1), 30.
10. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2014, том. 11, вып. 1, № 21, с. 107–133.
11. Панчелюга В.А., Панчелюга М.С. // Гиперкомплексные числа в геометрии и физике, 2014, том. 11, вып. 1, №21, с. 134–156.
12. T.G. Masters, R. Widmer. Free oscillations: frequencies and attenuations // *Global Earth physics: a handbook of physical constants* / Ed. by Thomas J. Ahrens, American Geophysical Union, 1995, pp. 104–125.
13. Е.М. Линьков. Сейсмические явления. – Л., Изд-во Ленингр. ун-та, 1987 – 248 с.

ПРОФИЛЬ ЛИНИИ НЕЙТРАЛЬНОГО ВОДОРОДА НА ЧАСТОТЕ 9850 МГц С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ЗЕЕМАНА

Петерова Н.Г.¹, Дравских А.Ф.¹, Топчило Н.А.²

¹СПбФ САО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия, peterova@yandex.ru

²СПбГУ, г. Санкт-Петербург, Россия.

THE NEUTRAL HYDROGEN LINE PROFILE AT A FREQUENCY OF 9850 MHZ UNDER THE ZEEMAN EFFECT

Peterova N.G.¹, Dravskikh A.F.¹, Topchilo N.A.²

¹St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia

²St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

It is shown [1] the hydrogen line at 9850 MHz (3.04 cm) is probably the only radio line that could be found in the solar radiation. The line's theoretical profile is also presented in [1]. We have shown that the Zeeman effect, being taken into account, in magnetic field has to result in splitting the $H_{3,04}$ line into a few components. How many the components are and also their polarization and depth of splitting, all depend upon magnitude and orientation of the magnetic field. As a result, the whole line's profile changes considerably. Analysis has been done of the results obtained in spectral observations of the Sun with the radio telescope RATAN-600. This telescope has a one-dimensional spatial resolution of $\sim 30''$ at the frequency of the $H_{3,04}$ line and a frequency resolution of $\sim 2\%$. The line is shown to be observed both in "the quiet Sun" in absorption ($\sim 0.5\%$ of the background radiation level) and in the active regions both in absorption and emission (up to 15% of the background radiation level). Evaluation obtained for the magnitude of the magnetic fields ~ 100 Gs for "the quiet Sun" and ~ 220 Gs for the active regions

Единственная линия водорода, которую в радиодиапазоне можно ожидать в излучении Солнца – линия на частоте 9850 МГц (3.04 см), связанная с переходом $2^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ между уровнями сверхтонкой структуры атома нейтрального водорода. Расчеты, впервые выполненные в 1952 г. Уайлдом [1], показали, что в рамках модели "спокойного" Солнца большей интенсивности излучения (поглощения) в линии $H_{3,04}$ ожидать не приходится, если населенность уровней определяется соударениями в условиях теплового равновесия, однако вероятность столкновений, возможно, должна значительно увеличиваться во время вспышек.

Наблюдения с целью поиска линии $H_{3,04}$ в полном потоке Солнца были начаты в 1958 г. Дравских А.Ф. [2] именно с наблюдений хромосферных вспышек, используя специально разработанную методику наблюдений и их обработки в узком диапазоне частот (9.35–10.35) ГГц. В дальнейшем исследовалось и квазиспокойное Солнце (вне вспышек), согласно итоговой работе [3], оценка интенсивности линии $H_{3,04}$ составляет в максимуме $(1,55 \pm 0,02)\%$ от уровня континуума. Там же приведен профиль линии и

указано, что полученные результаты нуждаются в подтверждении на основе наблюдений с высоким угловым разрешением.

Попытки поиска линии $H_{3,04}$ с помощью радиотелескопа РАТАН-600, обладающего высоким пространственным разрешением ($\sim 28''$ на волне 3 см) [4–5], навели нас на мысль о необходимости учета эффекта Зеемана, не учтенного в расчетах [1].

Здесь мы приводим результаты расчета профиля линии $H_{3,04}$ с учетом эффекта Зеемана, выполненные А.Ф. Дравских. В расчетах использована известная теория переходов в сверхтонкой структуре термов $2P$ и $2S$ атома водорода с учетом спина ядра и показано, что триплет $H_{3,04}$ (см. рис. 1а) в магнитном поле (МП) расщепляется на 6 компонент, профиль которых подобен профилю линии в отсутствии МП. Компоненты расположены симметрично относительно центральной частоты $f_0 = 9850$ МГц (см. рис. 1). Центральные частоты компонент $f_n = f_0 \pm 0.4665 \times (2n - 1) \times H$, где $n = 1, 2, 3$, магнитное поле H – в Гс. Расстояние между соседними компонентами $\Delta f = 0.933 \times H$, где Δf – в МГц. Значения f_n и Δf линейно увеличиваются с увеличением МП. При этом в продольном МП остаются видными только 4 компонента ($n = 2, 3$), которые имеют противоположно направленную круговую поляризацию (см. рис. 1б). В поперечном поле видны все 6 компонент, которые имеют линейную поляризацию, указанную на рис. 1в.

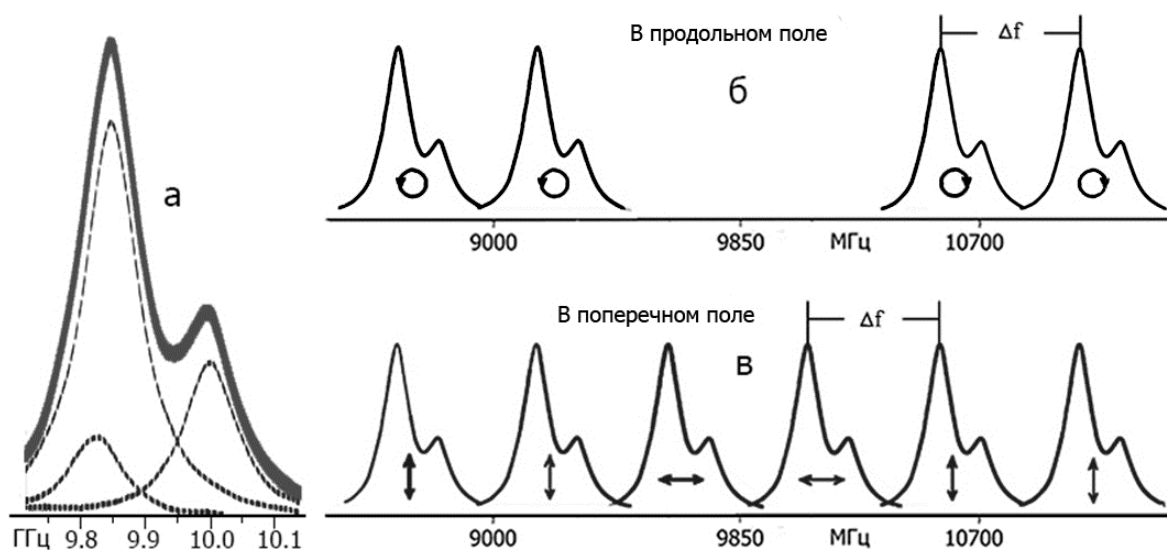


Рис. 1. Профиль линии нейтрального водорода $H_{3,04}$ с учетом эффекта Зеемана в продольном (б) и поперечном МП (в). Слева (а) – профиль в отсутствии МП [1].

Очевидно, что в присутствии магнитного поля, на центральной частоте 9850 МГц [1] излучение может отсутствовать. Кроме того, выявляется важное дополнительное свойство, состоящее в разной направленности поляризации компонент, симметрично расположенных относительно исходной частоты 9850 МГц.

На рис. 2 приведены результаты сопоставления расчетов с наблюдениями участков спокойного Солнца и вблизи нескольких АО. Для АО спектры даны после вычитания фонового излучения.

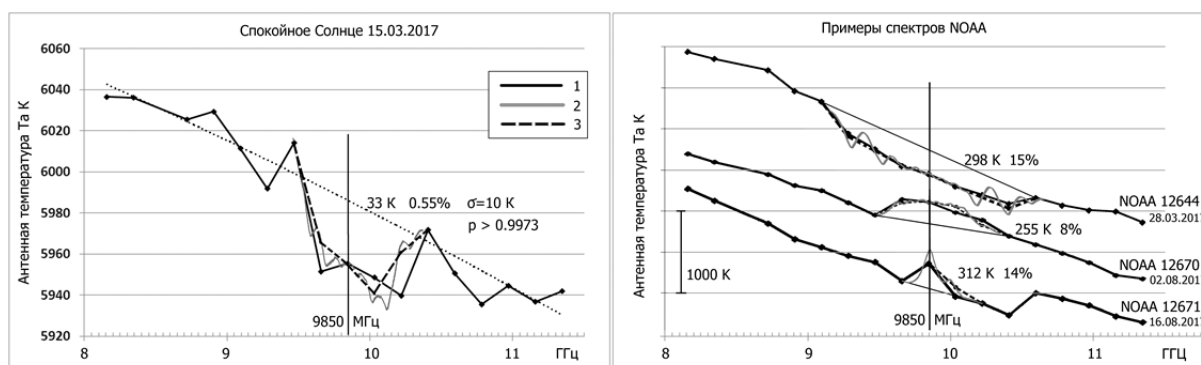


Рис. 2. Профили линии $H_{3,04}$ по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600, сопоставленные с расчетными профилями, учитывающими эффект Зеемана. Кривые: 1 – наблюдаемый спектр объекта в районе линии $H_{3,04}$; 2 – расчетный спектр линии, аппроксимирующий наблюдаемые детали, 3 – расчетный спектр, усредненный по полосе пропускания приемника 120 МГц.

Оказалось, что глубина линии $H_{3,04}$ для спокойного Солнца очень мала. На рис. 2 приведен пример наибольшего контраста, составивший $\sim 0.5\%$, полученный, возможно, благодаря удачному расположению в день наблюдений вертикальной диаграммы направленности РАТАН-600, относительно более ярких источников излучения, окружавших участок спокойного Солнца. В активных областях глубина линии $H_{3,04}$ на порядок больше (до 10–15%), как это было замечено еще в [4]. В отличие от спокойного Солнца, для которого линия $H_{3,04}$ наблюдалась в поглощении, в активных областях встречаются случаи наблюдений линии $H_{3,04}$ как в поглощении, так и в излучении. В АО профили линии $H_{3,04}$ достаточно сложные, для их аппроксимации рассматривалось совместное действие продольных и поперечных МП. Наилучшее согласие наблюдений с модельными расчетами достигается при напряженности МП ~ 100 Гс для спокойного Солнца и ~ 220 Гс для АО.

Расчеты профиля линии $H_{3,04}$ с учетом эффекта Зеемана позволяют понять ранее полученные наблюдательные результаты, в частности, почему они сильно различались от случая к случаю. Основное значение выполненных расчетов, кроме несомненного вклада в развитие фундаментальной физики солнечной плазмы, состоит в том, что на их основе можно сформулировать задачи дальнейших экспериментальных исследований при поиске линии $H_{3,04}$. В настоящее время радиотелескоп РАТАН-600 является единственным в мире инструментом, с помощью которого можно искать линию $H_{3,04}$ с высоким частотным и угловым разрешением. Выполненное нами сопоставление расчетного профиля линии $H_{3,04}$ с наблюдениями показало, что возможности РАТАН-600 еще не исчерпаны до конца, прежде всего

для наблюдений в линии $H_{3.04}$ нестационарных, недостаточно исследованных, объектов и процессов на Солнце, таких как корональные дыры, протуберанцы, выбросы корональной массы, предвсплесковая депрессия яркости АО. Что касается спокойного Солнца, то приходится признать, что плазма действительно находится в термодинамическом равновесии, как это и полагал Уайлд [1].

Основные результаты

1. Впервые выполнен расчет профиля линии нейтрального водорода $H_{3.04}$ с учетом эффекта Зеемана и показано, что профиль линии расщепляется на отдельные компоненты, расстояние (Δf , МГц) между которыми прямо пропорционально величине магнитного поля (H , Гс):

$$\Delta f = 0.933 \times H$$

2. Проведены сопоставления расчетного профиля линии $H_{3.04}$ с наблюдениями участков **квасиспокойного Солнца** (600 случаев) и ряда **активных областей**, показавшие, что контрастность линии для АО на порядок **больше (10-15% против 0.5%)**.
3. Показано, что наблюдения в линии открывают возможности очень **точных измерений напряженности КМП** (корональных магнитных полей на Солнце – несколько Гс), однако, для реализации этих возможностей требуется: увеличить спектральное разрешение до ~ 30 МГц при полосе анализа ~ 4 ГГц, и использовать наблюдения с высоким **двумерным** угловым разрешением.

Благодарности

Благодарим Вайнштейна Л.А. и Холтыгина А.Ф., которые взяли на себя труд проверить правильность наших расчетов профиля линии с учетом эффекта Зеемана.

Литература

1. *J.P. Wild*. The Radio-Frequency Line Spectrum of Atomic Hydrogen and its Applications in Astronomy // *Astrophys. J.* **115**, 206 (1952).
2. *А.Ф. Дравских*. Спектральные особенности развития всплесков радиоизлучения Солнца в см-диапазоне волн // *Изв. ГАО*, **164**, 128 (1960).
3. *А.Ф. Дравских, З.В. Дравских*. Предполагаемое обнаружение линии водорода в спектре радиоизлучения спокойного Солнца // *Астрон. журн.* **65**, 199 (1988).
4. *Н.А. Топчило, Н.Г. Петерова, Т.П. Борисевич*. Об излучении Солнца в линии водорода 3.04 см по наблюдениям активной области NOAA 10105 // *Астрон. журн.* **87**, 75 (2010).
5. *V.M. Bogod, L.V. Yasnov*. Determination of the Structure of the Coronal Magnetic Field Using Microwave Polarization Measurements // *Solar Phys.*, v. **291**, N. 11, pp. 3317–3328 (2016).

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В НИЖНЕЙ К-КОРОНЕ 1994 и 2006 гг.

Попов В.В., Ким И.С.
ГАИШ МГУ, Москва, Россия
e-mail: vpopov@sai.msu.ru

LARGE-SCALE ELECTRIC CURRENTS IN THE LOW K-CORONA OF 1994 AND 2006

Popov V.V. and Kim I.S.

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

Searching for electric currents in the low K-corona is based on eclipse high-precision linear polarimetry in the green continuum. 2D distributions of the magnitude and the sign of the polarization angle for the corona of 1994 and 2006 evidently visualize in the sky "plane" the large-scale electron streams moving parallel to the solar surface and oriented opposite to each other, and allow us to estimate the upper level (without taking into account the motion of ions) of the electric current density in the cavity of NW-helmet streamer of the 2006 corona.

1. Введение

Свечение нижней короны в непрерывном спектре в диапазоне расстояний $< 1.5 R_{\odot}$ (расстояния отсчитываются от центра диска Солнца) объясняется рассеянием излучения фотосферы на *свободных покоящихся электронах* (томсоновским рассеянием). Это так называемая К-корона, изображения которой визуализируют свободные электроны в картинной плоскости ("плоскости" неба). Прямые наблюдения нижней К-короны возможны только во время полных солнечных затмений (ПСЗ). Известно, что излучение К-короны линейно поляризовано. Для гидростатичных, однородных, симметричных моделей короны в случае томсоновского рассеяния плоскость поляризации ориентирована параллельно лимбу Солнца (угол поляризации $\chi = 0$).

Реальная К-корона характеризуется структурностью и динамичностью, которые, как можно было бы ожидать, должны проявляться на 2D распределениях степени (p), угла χ и знака χ линейной поляризации (далее – поляризации). Нам известны только две теоретические работы, посвященные поляризации излучения К-короны с учетом движения электронов.

✓ Молоденский [Molodensky, 1973] рассмотрел в релятивистском и нерелятивистском приближениях изменения параметров поляризации в отсутствии магнитного поля при рассеянии *на одном движущемся электроном*. Вследствие абберации света в системе координат, движущейся с электроном, возникает поворот плоскости поляризации (появляются значения $\chi \neq 0$) при тангенциальном (параллельном поверхности Солн-

ца) движении рассеивающего электрона. При радиальном движении электрона p увеличивается или уменьшается в зависимости от направления движения к Солнцу или от Солнца соответственно.

✓ В недавней работе Инхестер [Inhester, 2015] рассмотрел изменения p и χ в зависимости от скорости и направлении движения релятивистского электрона. Магнитное поле также не учитывалось.

Таким образом, прецизионные измерения параметров поляризации могут предоставить информацию о движениях свободных электронов. Цель данной работы – выявление в К-короне упорядоченных крупномасштабных движений потоков электронов.

2. Метод, наблюдения и обработка

Мы разработали портативный коронограф-поляриметр и метод прецизионной линейной поляриметрии. Напомним ключевые составляющие нашего подхода [Kim et al., 2017]: снижение случайных ошибок (использование 24-х последовательных положений поляроида, соответствующих его полному обороту за 5 с); снижение систематических ошибок за счет представления света в виде параметров Стокса и решения переопределенной системы 24-х уравнений методом наименьших квадратов; построение 2D распределений p , χ и знака χ . Ниже представлены результаты, полученные в зеленой области видимого континуума по наблюдениям ПСЗ 1994 г. (фаза спада 22-го цикла активности солнечных пятен, ширина полосы пропускания оптического тракта FWHM ≈ 110 нм) и 2006 г. (фаза спада 23-го цикла, FWHM ≈ 40 нм). На рис. 1 показана кривая цикла активности солнечных пятен по данным Королевской обсерватории Бельгии. Вертикальные темно-серые полосы центрированы относительно указанных дат ПСЗ.

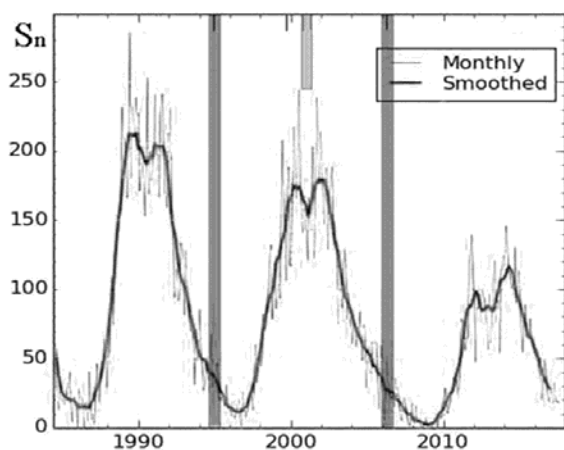


Рис. 1.

Короткая вертикальная светлосерая полоса вверху показывает даты переполюсовки полярного магнитного поля Солнца: левая граница соответствует дате переполюсовки на северном полюсе N(+/-), правая граница – дате переполюсовки на южном полюсе S (-/+)

[Гусева, 2013].

3. Результаты

На рис. 2 представлены 2D распределения знака χ излучения К-короны в зеленом спектральном интервале, наложенные на структуру короны для ПСЗ 1994 и 2006 гг. Для 1994 г. использовался рисунок структуры ко-

роны из диссертации Гусевой [Гусева, 2013], для 2006 г. рисунок структуры построен нами. Совмещение выполнено с точностью 0.5° по позиционному углу. Показаны N и E направления, лимбы Луны и Солнца, центры дисков Луны (точка) и Солнца (крестик). Отклонения плоскости линейной поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления по часовой стрелке показаны белым цветом и обозначены знаком «+», отклонения

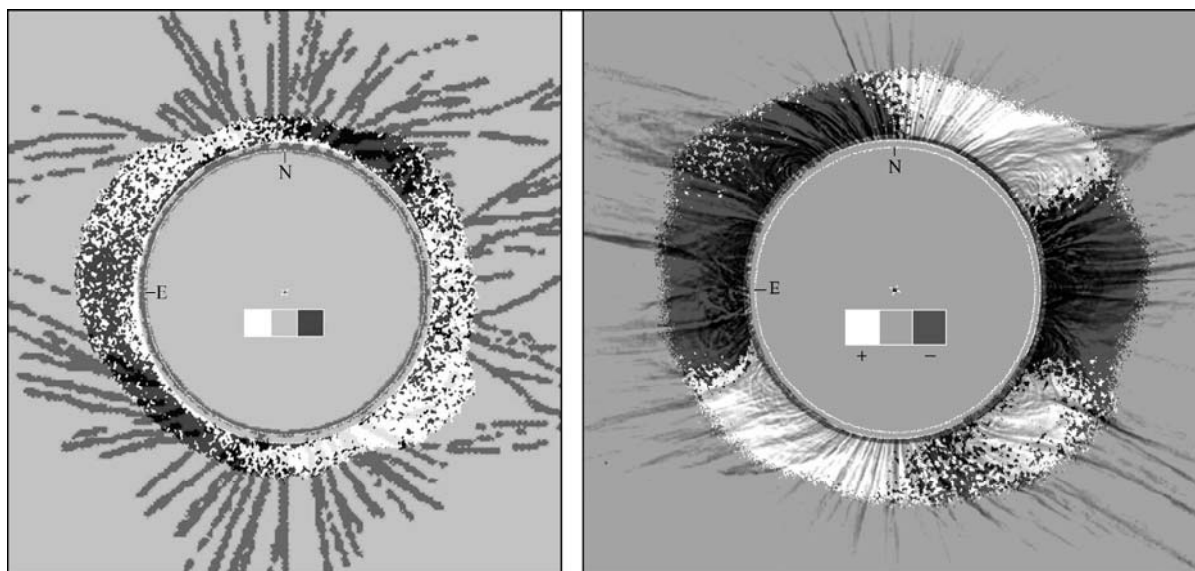


Рис. 2.

против часовой стрелки показаны черным цветом и обозначены знаком «-». Светло-серый или серый цвет (фон) соответствует ожидаемой картине для чисто томсоновского рассеяния на свободных *покоящихся* электронах для сферически симметричной, гидростатичной и однородной короны. Первая, относительно «зашумленная» версия распределения для 2006 г. была представлена нами ранее [Kim & Poroв, 2015], χ - и знак χ - распределения со значительно сниженным уровнем шума, опубликована недавно [Kim et al., 2017]. Напомним, что такие распределения получают пока только нами. Поэтому основное возражение рецензентов относительно реальности знак χ -распределения основано на отсутствии возможности сравнения с результатами других авторов, рекомендация – получить аналогичное распределение для других дат ПСЗ. Что мы и сделали, выполнив ретроспективный анализ своих наблюдений 1994 г.

Слева представлено аналогичное распределение для 1994 г., которое более “зашумлено”, чем распределение для 2006 г. вследствие несовершенства первой версии аппаратуры. Тем не менее, оба распределения выявляют наличие диффузной и структурной составляющих различного масштаба. Области, занимающие $30\text{--}45^\circ$ по позиционному углу, формируют крупномасштабную картину переменной «+» и «-» полярностей. Важное различие заключается в зеркальной симметрии относительно оси N-S, которую можно ожидать с учетом даты переполюсовки магнитного поля

Солнца, произошедшей в 2000–2001 гг. В рамках рассеяния на движущемся электроны представленные распределения знака χ однозначно интерпретируются как визуализация упорядоченных потоков электронов, движущихся параллельно поверхности Солнца и ориентированных противоположно друг другу.

По отклонению плоскости линейной поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления мы можем оценить верхнюю границу плотности тангенциального электрического тока J_t (без учета поля скоростей ионов) в полости шлемовидного NW-стримера над протуберанцем: P (позиционный угол) = $306\text{--}308^\circ$, $R = 1.28\text{--}1.32 R_\odot$. Усредненное значение χ для указанной области составляет 1° .

$$J_t = e \times n \times V_t \approx 8 \times 10^{-5} \text{ А см}^{-2},$$

где e – модуль заряда электрона; n – концентрация электронов (10^6 – [Koutchmy, 1992]); в нерелятивистском приближении [Molodensky, 1973] тангенциальная скорость электронов определяется выражением $V_t = \chi \times c$, где c – скорость света. Учет магнитного поля, интегрирования по лучу зрения и поля скоростей ионов неизбежно приведут к снижению полученного значения.

4. Выводы

2D распределения величины и знака угла поляризации для короны 1994 и 2006 гг. визуализируют в “плоскости” неба упорядоченные потоки электронов, движущиеся параллельно поверхности Солнца и ориентированные противоположно друг другу, и позволяют оценить верхнюю границу плотности электрических токов (без учета движения ионов).

Литература

- Гусева, С.А. 2013, Канд. Диссертация, Санкт-Петербург.
Inhester, B. ArXiv e-prints, arxiv 1512.00651v
Kim I.S., Alexeeva I.V., Bugaenko O.I., Popov V.V., Suyunova E.Z. 2013, Sol. Phys., **288**, 651.
Kim and Popov, 2015, Geomagn. Aeron., 55, № 8, 1131.
Kim I.S., Nasonova L.P., Lisin D.V., Popov V.V., Krusanova N.L. 2017, JGR: Space Phys., 122, v. 2, 92.
Koutchmy, S. 1992, ESA SP, 348, 73–82.
Molodensky, M.M. 1973, Sol. Phys., 28, 465.

**СТАНОВЛЕНИЕ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ КАК НАУЧНОЙ
ДИСЦИПЛИНЫ: К 200-ЛЕТИЮ СО ДНЯ РОЖДЕНИЯ
ИТАЛЬЯНСКОГО АСТРОНОМА, МЕТЕОРОЛОГА
И МАГНИТОЛОГА АНЖЕЛО СЕККИ**

Птицына Н.Г.¹, Альтаморе А.²

¹СПбФ ИЗМИРАН, Санкт Петербург, Россия

²Третий Римский Университет, Рим, Италия

**THE FORMATION OF SOLAR-TERRESTRIAL PHYSICS
AS A SCIENTIFIC DISCIPLINE: TO THE 200th ANNIVERSARY OF
THE BIRTH OF THE ITALIAN ASTRONOMER, METEOROLOGIST
AND MAGNETOLOGIST ANGELO SECCHI**

Ptitsyna N.G.¹, Altamore A.²

¹SPbF IZMIRAN, Sankt Petersburg, Russia

²University Roma-Tre, Rome, Italy

Solar-terrestrial physics has evolved in the second half of the 20th century. The basis of solar-terrestrial physics as a scientific discipline was set in the 19th century. For this it was necessary to start investigation of various manifestations of solar activity as non-stationary processes. This task required developing physical methods of observing the Sun, new approaches, instruments and methods of observation. The crucial role here was played by the Italian scientist Pietro Angelo Secchi, director of the Observatory Collegio Romano, a Jesuit University. Secchi applied the latest inventions at that time – photography and spectroscopy – to study the physical properties of the Sun and its activity. Also he was one of the first to realize the importance of joint studies of dynamic processes on the Sun together with geophysical and meteorological phenomena. He founded the integrated Observatory (astronomical, meteorological and magnetic observatories and a laboratory for measuring the electrical currents of the Earth), where he was engaged in the pioneering solar-terrestrial monitoring. Secchi is considered the father of modern astrophysics. In addition, he can rightly be called a pioneer of solar-terrestrial physics.

Введение

Солнечно-земная физика – это междисциплинарная наука, которая включает исследования Солнца от его внутренней структуры до его внешней короны и солнечного ветра в межпланетном пространстве, исследования комет, магнитосферы и атмосферы Земли, погоды и климата, вариаций геомагнитного поля, а также их взаимного влияния. Солнечно-земная физика как наука сложилась во второй половине 20-го века, но ее основы стали закладываться в 19-м веке. Для этого было необходимо:

(1) Усовершенствовать методы измерения магнитного поля МП Земли. В 1832 г. Гаусс разработал метод, который позволял измерить не только направление геомагнитного поля, но и интенсивность. Этот метод позволял проводить измерения МП в различных районах Земли с повторяе-

мым эффектом. Это явилось стимулом к основанию сети мировых магнитных обсерваторий. В 30-х годах 19 века были основаны магнитные обсерватории по всему земному шару. Как следствие этого была накоплена статистика по геомагнитным вариациям, которая привела к рождению солнечно-земной физики. В 1843 г. немецкий астроном-любитель Швабе установил около-10-летний цикл в числе солнечных пятен, которые он начал наблюдать с 1826 г. В 1852 г. Сабин, имея статистику примерно за 20 лет по измерениям геомагнитного поля, нашел, что геомагнитная активность меняется параллельно недавно открытому солнечному циклу.

(2) *Накопить достаточную статистику полярных сияний, понять их природу.* Были накоплены и систематизированы данные наблюдений полярных сияний в различных точках планеты за длительное время. Однако на протяжении 19-го века природа полярных сияний оставалась неясной. Считалось, что они являются атмосферным феноменом.

(3) *Начать изучение различных проявлений солнечной активности как нестационарных процессов.* Для этого потребовалось разработать новые для того времени подходы, приборы и методы наблюдений. Чрезвычайно важную роль здесь сыграл Анжело Секки.

Пьетро Анжело Секки (1818 – 1878)

Анжело Секки – это эпическая фигура в науке 19-го века. Он был директором Обсерватории иезуитского Университета Колледжо Романо с 1849 по 1878 г. Секки внес огромный вклад во многие области науки. Он считается отцом астрофизики. Кроме того, он известен своими работами в метеорологии, магнитологии, гидрологии и геодезии. Секки развил, как он сам говорил, «физическую астрономию». Он был пионером новых физических методов исследования небесных тел – астрофотографии и астроспектроскопии. Он ввел первую классификацию звезд по спектрам, которая лежит в основе современной Гарвардской классификации [1]. Секки разработывал спектроскопы, изобрел комбинацию спектроскопа с телескопом – гелиоспектроскоп (рис. 1 вверху слева).

Пионерские результаты Секки в изучении солнечной активности

(1) Развил физические методы наблюдения Солнца. Он применил новейшие на то время изобретения для изучения физических свойств Солнца и его активности. Он стал использовать нарождающуюся фотографию, дагерротипы, а также спектроскоп. В то время никто не знал чувствительности фотографических пластин, длину экспозиции и многих других деталей. Секки разработал методику фотографических и спектральных наблюдений небесных тел.

(2) Первым на основе спектрального анализа показал, что Солнце – звезда.

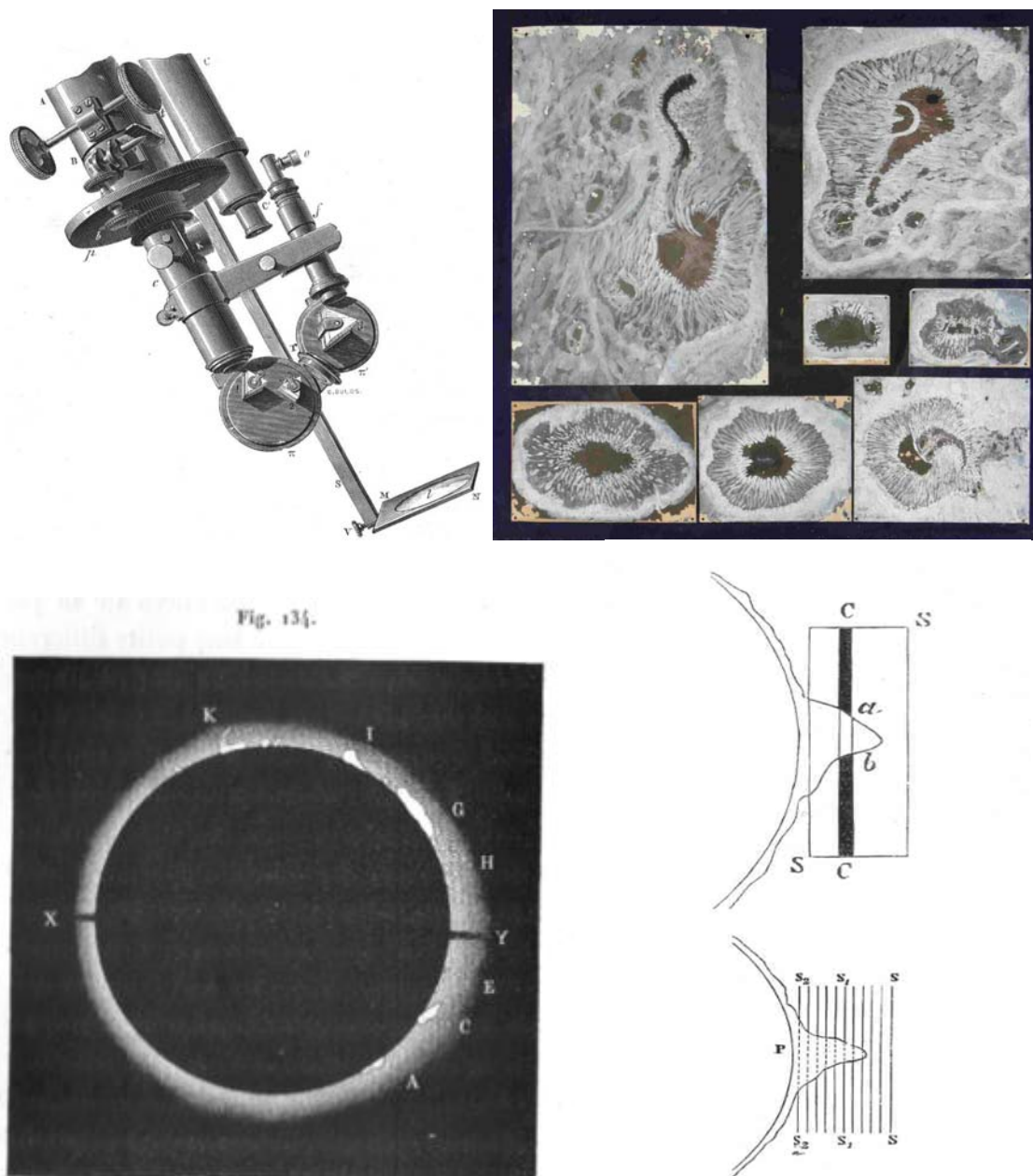


Fig. 134.

Рис. 1. Вверху: слева – гелиоспектроскоп, справа – зарисовки Секки солнечных пятен. Внизу: слева – фотография протуберанцев, сделанная во время солнечного затмения 1860 г. Справа – техника Секки наблюдения протуберанцев вне затмений путем размещения щели спектроскопа по касательной к краю солнечного диска. Щель передвигалась в положения S, S₁, S₂, что давало возможность сконструировать цветные рисунки протуберанцев, опубликованные в знаменитой книге Секки *Le Soleil* [2].

(3) Первым получил дагерротипы во время солнечного затмения 18.07.1860 (рис. 1, внизу слева), которые выявили, что корона и протуберанцы – это реальное солнечное явление, а не обманчивое освещение Луны или атмосферная иллюзия, как считалось ранее.

(4) Первым изучил спектр хромосферной вспышки во время полного солнечного затмения 22 декабря 1870 г.

(5) Создал теорию солнечных пятен, разработал "типичное пятно Секки".

(6) Одним из первых стал наблюдать протуберанцы вне солнечного затмения с помощью спектроскопа. Ввел классификацию протуберанцев на спокойные и эруптивные. Показал, что эруптивные протуберанцы могут получить скорость достаточную, чтобы покинуть поверхность Солнца.

Секки – основоположник солнечно-земного мониторинга

Еще в 1852 г. Секки писал: «большая область научных исследований может быть предложена обсерваториям, ... это изучение магнитного поля Земли, солнечного вращения, солнечных пятен и т.д. в их совместных связях». Сам Секки воплотил эту программу в жизнь, модернизировав астрономическую и метеорологическую обсерватории уже существовавшие на крыше Collegio Romano в Риме и построив там же в 1858 г. магнитную обсерваторию и лабораторию по измерению земных токов. В этой комплексной обсерватории он осуществлял одновременный мониторинг солнечных, метеорологических и геомагнитных данных, а также теллурических токов с 1859 по 1876 г. Эти данные регулярно печатались в «Метеорологическом сборнике Колледжо Романо» и «Сборнике спектроскопистов Италии», которые основал Секки.

Выводы

Сейчас некоторые теории Секки по поводу пятен, грануляций или протуберанцев могут рассматриваться как устарелые, но их влияние на современное ему знание о Солнце было огромно. Методы физического исследования Солнца, которые развил Секки, и его экспериментальные и теоретические работы явились стимулом и базой для дальнейшего становления солнечно-земной физики. Кроме того, он одним из первых понял важность комплексного изучения динамических процессов на Солнце, метеорологических и геофизических явлений. Секки основал в Иезуитском Университете комплекс обсерваторий, где он осуществлял одновременный мониторинг солнечных, магнитных, электрических и метеорологических явлений. Такие комплексные исследования привели его к выводу о неразрывной связи этих процессов.

Анджело Секки считается отцом современной астрофизики. Кроме того, его по праву можно назвать пионером солнечно-земной физики.

Литература

1. *Aebischer T., Altamore A., Calisi M., Chinnici I., Fiorovanti R., Lay R., Ptitsyna N.G. et al.* «Angelo Secchi e la sua avventura scientifica al Collegio Romano: realizzazioni in astrofisica e geofisica». (Angelo Secchi/ Scientific addventure in Collegio Romano). A cura di Altamore A. and Maffeo S. Quarter Edizione, Foligno, Italy, PP. 326, 2012.
2. *Secchi A.* Le Soleil. Paris: Gauthier-Villars, XVI, 422 p., 1870.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРЕННИХ ИСТОЧНИКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ НА ВЕКОВОЙ ХОД АВРОРАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ, 1600-1900 гг.

Птицына Н.Г.¹, Демина И.А.¹, Тясто М.И.¹, Альтаморе А.²

¹СПбФ ИЗМИРАН, Санкт Петербург, Россия

²Третий Римский Университет, Рим, Италия

INFLUENCE OF INTERNAL SOURCES OF THE GEOMAGNETIC FIELD ON THE SECULAR VARIATION OF AURORAL ACTIVITY IN 1600-1900

Ptitsyna N.G.¹, Demina I.A.¹, Tyasto M.I.¹, Altamore A.²

¹SPbF IZMIRAN, Sankt Petersburg, Russia

²University Roma-Tre, Rome, Italy

*A number of observed aurora borealis events frequently serves as proxy of the numerical characteristics of solar and geomagnetic activity for the epochs, when they were not measured. From other hand, the penetration of the solar wind particles, which cause aurora borealis, is influenced by the intensity and the configuration of main Earth's magnetic field (MEMF), caused by internal sources. With weakening of the magnetic moment of the Earth a number of observed aurora borealis must increase and vice versa. We estimated the contribution of internal sources of MEMF in 1600–1900 into the secular variation of polar auroras within this period. For this we have used coefficients of spherical harmonic analysis - model *gufm1*, making it possible to calculate the three-dimensional structure of MEMF components in 1600-2010. It is found that variations in the yearly number of auroras *N* are antiparallel to the secular variation of MEMF; the correlation coefficient $K = -0.6-0.8$. An empirical model of *N* (MM) was constructed. The sharp jump in the value of the magnetic moment of the Earth in 1795–1830, contributes greatly in the decrease of auroras during the Dalton minimum.*

Введение

Для изучения космического климата необходимо исследование солнечной активности на больших временных интервалах от сотен лет до тысячелетий. Обычно для исследования длиннопериодных вариаций и трендов применяется число Вольфа *W*. Для реконструкции *W* в прошлое используют различные косвенные индикаторы солнечной активности. Часто это полярные сияния, которые наблюдались на протяжении столетий невооруженным глазом. С другой стороны, на проникновение в магнитосферу и атмосферу Земли частиц солнечного ветра, которые вызывают полярные сияния, влияет напряженность и конфигурация главного магнитного поля Земли (ГМПЗ), обусловленного внутренними источниками. С ослаблением магнитного момента (ММ) Земли должно увеличиваться количество наблюдаемых полярных сияний и наоборот. Однако в литературе отсутствует конкретизация такого влияния.

Мы попробовали оценить этот эффект, используя данные о появлении полярных сияний в 1610–1909 гг. и изменения ММ в этот же период времени.

Солнечная и авроральная активность в 1600–1909 гг.

Мы сформировали сводный каталог ежегодного числа полярных сияний N по данным каталогов [1-4]. Сияния, представленные в нашем сводном каталоге, наблюдались визуально в Европе, а также в Европейской и Азиатской частях России на средних широтах $\varphi < 56^\circ$. Частота появления среднеширотных полярных сияний $N \sim W$, а N высокоширотных сияний $\sim 1/W$ [4].

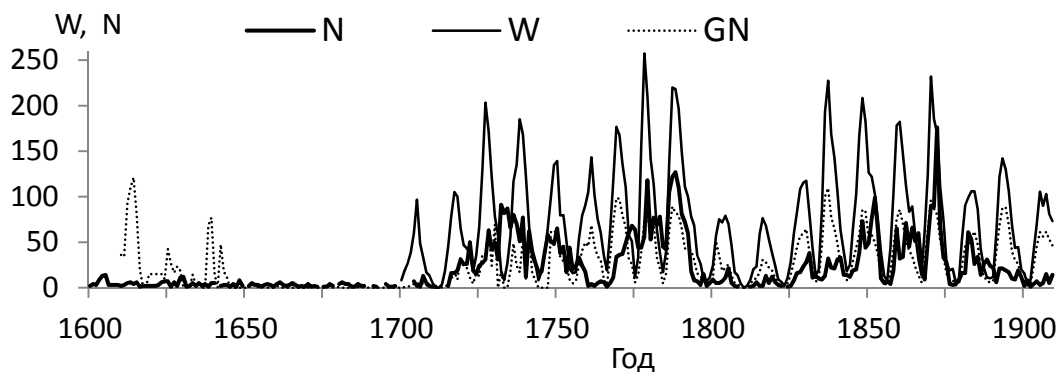


Рис. 1. Ежегодное число полярных сияний N – жирная линия, W – тонкая, число групп пятен GN – штриховая.

Видно, что 11-летние циклы числа сияний N , начиная с ~ 1780 г., в основном находятся в согласии с солнечными циклами. До этого года такого согласия нет. Характерные особенности векового хода N : 1) Маундеровский минимум, ~ 1650 – 1715 гг. 2) Возрастание N в 18 в. 3) Минимум Дальтона в ~ 1795 – 1830 гг.; 4) возрастание в 19 в. с максимумом в 1870 г.

Модель главного магнитного поля Земли

Для оценки величины ММ и его вековых изменений мы использовали коэффициенты сферического гармонического анализа – модель *gufm1* [5], позволяющую вычислять компоненты ГМПЗ в период времени 1600–2010 гг. Источники ГМПЗ представлялись в виде набора диполей, параметры которых изменяются во времени, что позволяет обоснованно разделить систематическую составляющую (главный диполь) и аномальную часть (недипольная составляющая) [6].

Видно, что в 1600–1700 гг. заметных изменений величины ММ нет, что м.б. связано с ограниченностью информации о МП в 17 в, использованной в модели. До 1700 г. также мало и число полярных сияний N , что м.б. связано с тем, что в 17 в. не проводилось систематических наблюдений, а также с минимумом Маундера в солнечной активности. В изменении ММ можно выделить три периода: а) 1700–1760 гг.: быстрое уменьшение; б) 1760–1850 гг. – выраженное колебание; в) 1840–1910 гг. вновь быстрое уменьшение. Эти периоды находят отражение и в изменении N , но с обратным знаком. На рис. 2 видна эффектная деталь: скачок ММ совпадает по времени с минимумом Дальтона. Далее мы вычислили коэффициент корреляции между ММ и N . Предварительно значения N были сглаже-

ны, из хода ММ был вычтен тренд, различный для трех выделенных периодов. Коэффициент корреляции, вычисленный по всему интервалу

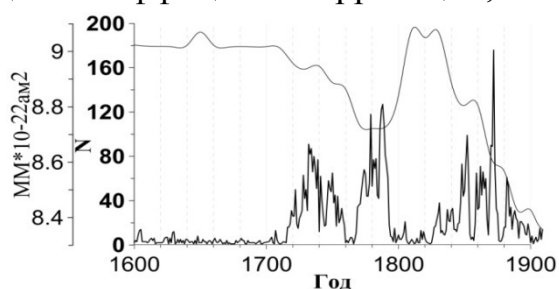


Рис. 2. Изменения величины магнитного момента ММ главного диполя и числа N полярных сияний (жирная линия).

$K = -0.6$. Скользящий коэффициент корреляции в окне равном 60 годам и с шагом в 30 лет $K = -0.6 \div -0.8$. Т.о. можно заключить, что изменение величины ММ оказывало существенное влияние на наблюдаемое число полярных сияний.

Модель N в зависимости от магнитного момента

В первом приближении можно предположить, что зависимость N от ММ носит линейный характер $N = -kof \cdot ММ$. Чтобы оценить kof , мы вычислили отношение N к ММ для всего временного интервала. Полученная зависимость содержит большое количество отдельных выбросов, что не может быть связано с магнитным полем, и такие значения отбраковывались. Затем выбирались участки с высоким уровнем ММ (1810–1830 гг.) и для них определялось среднее значение $N/ММ$, $sr1 = 0.5$. Для участков с низким уровнем ММ (1890–1910 гг.) также было определено среднее, $sr2 = 1.0–1.2$. Считая, что в среднем эти значения должны совпадать, а разница определяется только изменением уровня ММ, можно записать kof в следующем виде:

$$kof_i = 1 + \frac{sr2/sr1}{MM_{max} - MM_{min}} \cdot (MM_i - MM_{min}),$$

MM_{max} и MM_{min} – максимальное и минимальное значения ММ на рассматриваемом временном интервале, MM_i – значение для текущего года.

Далее мы провели расчет коэффициента корреляции K между солнечной W и авроральной активностью N . В первой половине 18 в., где данные о солнечной и об авроральной активности не вполне надежны, $K = 0.2$. С 1760 K достигает значений $K = 0.6 \div 0.8$. Кривая K между W и N^* , исправленного за влияние ММ, для окна 60 точек лежит выше соответствующей кривой для W и N (не показана здесь). Т.о., учет влияния ММ повышает корреляцию солнечной и авроральной активности. И это свидетельствует о том, что наш выбор поправочного коэффициента kof достаточно надежен.

Экранирование заряженных частиц ММ Земли

На рис. 3 представлен вековой ход солнечной активности W , а также N наблюдаемого и N^* , исправленного за влияние ММ. Число наблюдаемых сияний N меньше в 1.5–2 раза по сравнению с тем количеством сияний N^* ,

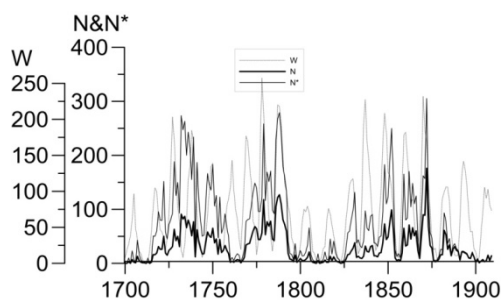


Рис. 3. Вековой ход W , N и N^* , исправленного за вклад магнитного момента Земли.

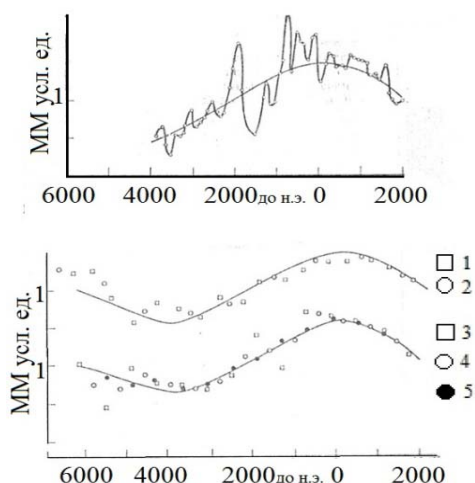


Рис. 4. Изменение виртуального магнитного момента за последние 8000 лет.

которое наблюдалось бы в отсутствии экранирования ММ диполя. В минимуме Дальтона ММ увеличивается на 4% (рис. 2); N уменьшается на 80–100%.

Т.е. по-видимому, можно считать, что скачок ММ в ~1790–1830 гг. вносит весомый вклад в падение числа полярных сияний N во время минимума Дальтона.

ММ претерпевал вариации с периодом 60, 120, 400 и 600 лет, которые наложены на синусоидальное изменение с периодом 10000 лет (рис. 4 [7]). Т.к. влияние ММ на появление полярных сияний пропорционально как ММ, так и величине скачков ММ, то в некоторые периоды времени оно может быть очень существенным. Например, скачок ММ в ~9–8 веках до н.э. уменьшает количество сияний ~ на 1000%.

Заключение

Мы впервые оценили вклад внутренних источников ГМПЗ в вековой ход числа полярных сияний N , а также влияние этого вклада на корреляцию солнечной и авроральной активности. Получено, что: (1) Основные особенности векового хода магнитного момента Земли ММ отражаются с обратным знаком в изменении N . Коэффициент корреляции между N и ММ $K = -0.6 \div -0.8$. (2) Учет экранирования заряженных частиц солнечного ветра магнитным моментом Земли улучшает корреляцию N и W . (3) В некоторые периоды вклад ММ может достигать 1000%. При выявлении вариаций W на длительных масштабах времени на основе вариаций числа полярных сияний N , следует учитывать вклад ММ Земли.

Литература

1. Angot A. London. K. Paul, Trench, Trubner. 318. P. 1896.
2. Krivský L., Pejml K. Publ. of the Czech Astron Inst. **33**. 606. 77–151. 1985.
3. Лойша В.А., Краковецкий Ю.К., Попов Л.Н. М., 128 с. 1989.
4. Птицына Н.Г., Тясто М.И., Храпов Б.А. Геомагн. и аэроном., **57**, 1–9. 2017.
5. Jackson, A., Jonkers, A.R.T. & Walker, M. Phil. Trans. R. Soc. Lond. A 358(1768), 957–990. 2000.
6. Демина И.М., Фарафонова Ю.Г., Сас-Ухрыновский А., Велкер Е. Геомагнетизм и Аэрономия. **46**. № 1. 1–11. 2006.
7. Бурлацкая С.П. Физика Земли. № 2, с. 96–101. 1985.

ВЛИЯНИЕ ТЕПЛООВОГО ПРОГРЕВА НА ФОРМИРОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ КОНДЕНСАЦИЙ В СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЕ

Романов К.В.

*Красноярский государственный педагогический университет им. В.П.Астафьева,
Красноярск, Россия*

INFLUENCE OF THERMAL HEATING ON THE FORMATION OF CORONAL CONDENSATIONS IN THE SOLAR ATMOSPHERE

Romanov K.V.

Krasnoyarsk State Pedagogical University, Krasnoyarsk, Russia

The paper investigates the rise of the magnetic tube from the convective zone upper layers to the corona of the Sun. Thermal heating along the magnetic lines is taken into account. Due to the fact that the temperature increases nonlinearly with altitude (abnormal warming of the solar atmosphere), the magnetic tube is decelerated and a solar protuberance arises (coronal condensation).

1. Введение

Солнечные вспышки, эруптивные протуберанцы, корональные выбросы (СМЕ) являются результатом мощной дестабилизации коронального магнитного поля новым всплывающим магнитным потоком из подфотосферного уровня в солнечную атмосферу [1]. СМЕ реализуются преимущественно в активных областях и часто связаны с всплывающими магнитными полями (магнитными трубками) [2].

В настоящей работе изучается физическая природа реализации импульсных СМЕ в условиях аномального прогрева солнечной атмосферы. Исследуется развитие неустойчивости Паркера [3] для медленных мод колебаний магнитного поля в верхних слоях конвективной зоны Солнца. Исследуется высокочастотная область спектра колебаний: волновое число $m \geq 20$ [4]. В работе впервые изучается влияние теплового прогрева на динамику подъёма магнитного поля из конвективной зоны в солнечную атмосферу.

В работе представлены результаты расчётов подъёма тонкой магнитной трубки из конвективной зоны до полного торможения силами натяжения магнитного поля в короне Солнца (стадия насыщения развития неустойчивости Паркера [5]). Сравнение результатов расчёта с наблюдательными данными позволяет выделить основные физические особенности формирования импульсных СМЕ в солнечной атмосфере [2].

2. Результаты расчётов

На начальной стадии развития неустойчивости Паркера форма магнитной трубки представляет собой широкую арку с основанием, опустившимся в средние слои конвективной зоны (рис. 1).

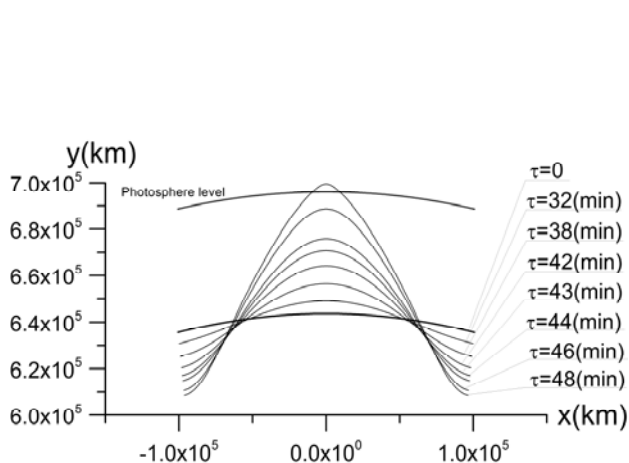


Рис. 1. Начальная стадия развития неустойчивости Паркера.

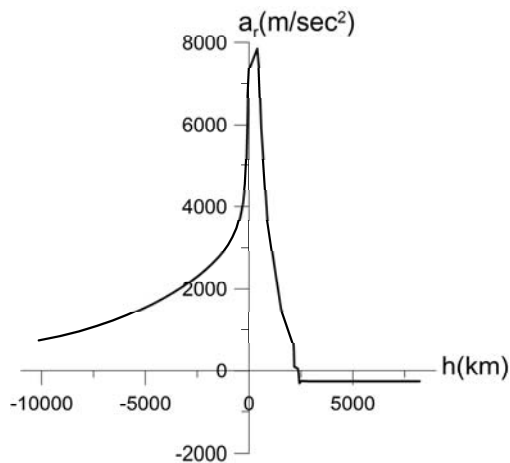


Рис. 2. Ускорение верхней точки арочной магнитной структуры в зависимости от высоты подъема.

Под действием силы гравитации в боковых ветвях реализуются потоки плазмы к основанию трубки. Верхняя часть арочной структуры с оттоком плазмы нелинейно ускоряется к фотосферному уровню и далее в атмосферу Солнца. Развитие неустойчивости Паркера с течением времени целиком определяется взаимодействием плазмы магнитной трубки с гравитационным полем Солнца и динамикой тепловых потоков внутри трубки.

Для гармоники $m = 20$ глубина срыва магнитного поля равна 52394 км ниже фотосферного уровня. Начальная напряжённость магнитного поля $H = 2 \cdot 10^6$ Гс. Значение температуры на глубине срыва $T = 3.637 \cdot 10^5$ К внутри трубки и $T = 4.339 \cdot 10^5$ К снаружи. Формирование СМЕ разбивается на две фазы (рис. 2).

В начальной фазе развитие неустойчивости Паркера происходит стандартным образом. При всплывании арочной структуры сразу же включается эффект стекания вещества к основанию (рис. 1), и непрерывно теряющая массу центральная часть арки с нарастающим ускорением летит к фотосферному уровню (рис. 2).

При формировании арочной структуры возрастает градиент температуры внутри трубки, что обеспечивает резкий нелинейный рост тепловых потоков, направленных от основания к вершине всплывающей магнитной структуры (рис. 3). Для магнитной трубки со значением радиуса в 1 км в начальный момент времени результирующие тепловые потоки могут достигать значений $3 \cdot 10^{29}$ эрг/сек. Этого достаточно для обеспечения энергетики солнечной вспышки [1].

Вторая стадия формирования СМЕ начинается с момента достижения верхней точки магнитной арочной структуры верхних слоёв хромосферы Солнца. На высотах порядка 2000 км реализуется нелинейный рост температуры из-за эффекта аномального прогрева солнечной атмосферы.

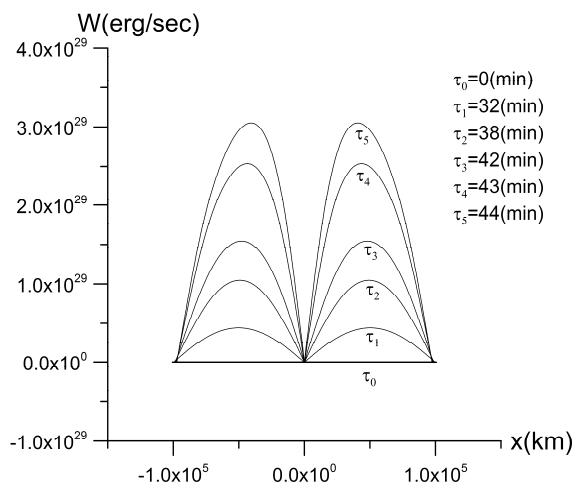


Рис. 3. Тепловые потоки в магнитной трубке в зависимости от времени.

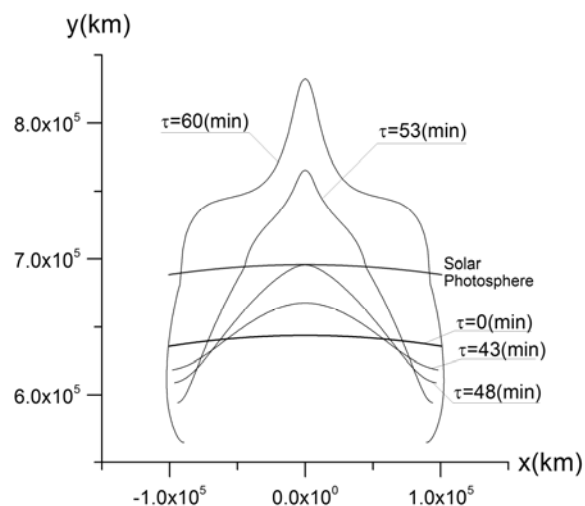


Рис. 4. Структура СМЕ в зависимости от времени.

Температура окружающего газа достигает значений порядка 10^6 K уже в нижних слоях короны Солнца. Разность температур газа внутри и снаружи магнитной трубки меняет знак на высотах порядка 2300 км от фотосферного уровня (рис. 5).

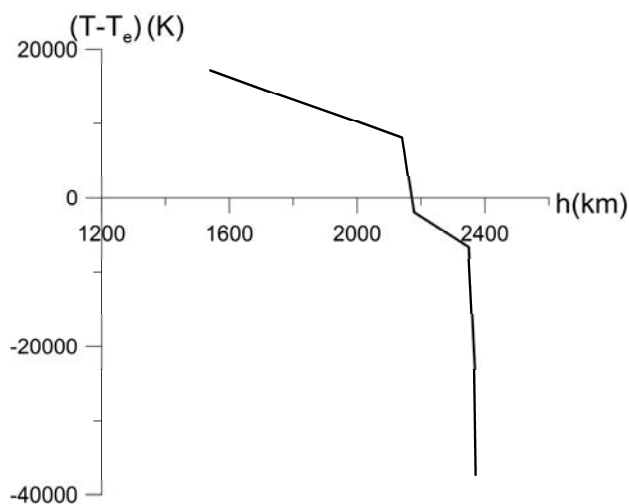


Рис. 5. Разность температур газа внутри и снаружи верхней точки магнитной трубки в зависимости от высоты.

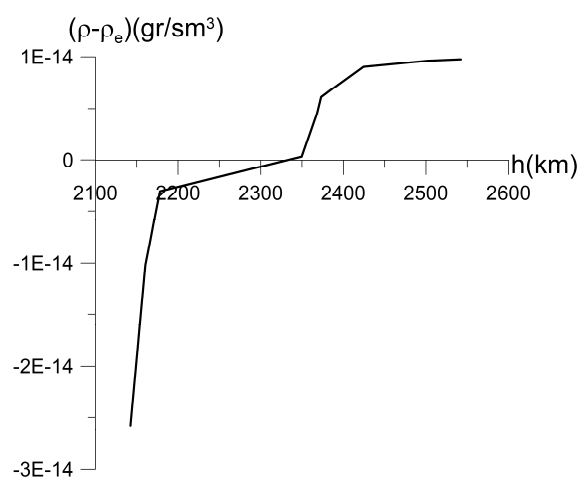


Рис. 6. Разность плотностей газа внутри и снаружи верхней точки трубки в зависимости от высоты.

Как следствие на этих высотах реализуется смена знака разности плотности газа внутри и снаружи трубки (рис. 6). Выталкивающая сила Архимеда меняет знак, и трубка начинает тормозиться (рис. 2). Из-за эф-

факта прогрева газа в трубке реализуются низкие отрицательные значения ускорения торможения, которые обеспечивают подъём всплывающей магнитной структуры до высот порядка $160 \cdot 10^3$ км, на которых трубка останавливается (рис. 4).

3. Заключение

Выделение двух фаз подъёма магнитной трубки в солнечную атмосферу принципиально важно для реализации различных типов СМЕ [2]. Первая (“взрывная”) фаза ускоренного подъёма магнитного поля до верхних слоёв солнечной хромосферы реализуется всегда. В режимах с нелинейным обострением развития неустойчивости Паркера магнитная трубка разгоняется до скоростей порядка 300 км/сек. Этот результат принципиально важен для анализа физических процессов, протекающих в солнечных вспышках [1].

Физически различным образом реализуется подъём магнитных трубок в солнечную корону в зависимости от их поперечных размеров (радиуса). Толстая магнитная трубка является непроницаемой для радиационного прогрева горячим окружающим газом аномально прогретой солнечной атмосферы. Прогрев газа в трубке реализуется только за счёт процесса теплопроводности из нижних слоёв, в которых находится основание арочной структуры. При развёртывании магнитной арочной структуры поток тепловой энергии в верхнюю часть ослабевает. Трубка тормозится на определённой высоте. Так зарождаются солнечные протуберанцы [2].

Литература

1. *M. Temmer, A.M. Veronig, E.P. Kontar, S. Krucker, B. Vršnak.* Combined STEREO/RHESSI study of coronal mass ejection acceleration and particle acceleration in solar flares // *The Astrophysical Journal*. 2010. V. 712 (2). P. 1410.
2. *MacQueen, R.M., R.R. Fisher.* The kinematics of solar inner coronal transients // *Solar Phys*. 1983. V. 89. P. 89–102.
3. *Parker E.N.* The instability of a horizontal magnetic field in an atmosphere stable against convection // *Astrophysics and Space Science*. 1979. V. 62. P. 135–142.
4. *Alekseenko S.V., Dudnikova G.I., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V., Semeonov I.V., Kuchеров N.V.* Quasi-Harmonical Large Scale Oscillations of Magnetic Fields in a Convective Zone // *International Conference on the Methods of Aerophysical Research*. 2012. V. I. P. 12–13.
5. *Романов Д.В., Романов К.В.* Численное моделирование развития неустойчивости медленной волны тонкой магнитной трубки в конвективной зоне Солнца // *Выч. технологии*. 2001. Т. 6. № 6. С. 81–92.

О ВЛИЯНИИ ПОПЯТНОГО ДВИЖЕНИЯ СОЛНЦА НА ЗЕМНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Сидоренков Н.С.¹, Ian R.G. Wilson²

¹*Гидрометеорологический научно-исследовательский центр РФ, Россия*

²*The Liverpool Plains Daytime Astronomy Centre, Curlewis, NSW, Australia*

ABOUT INFLUENCE OF THE SUN'S RETROGRADE MOTION ON TERRESTRIAL PROCESSES

Sidorenkov N.S.¹, Ian R.G. Wilson²

¹*Hydrometeorological Research Center of the Russian Federation, Russia*

E-mail: sidorenkov@mecom.ru

²*The Liverpool Plains Daytime Astronomy Centre, Curlewis, NSW, Australia*

The influence of solar retrograde motion on secular minima of solar activity, volcanic eruptions, climate changes, and other terrestrial processes is investigated. Most collected data suggest that secular minima of solar activity, powerful volcanic eruptions, significant climate changes, and historical process of humankind occur around events of solar retrograde motion.

1. Амплитуда 24-го одиннадцатилетнего цикла солнечной активности оказалась самой маленькой за последние 200 лет. Наиболее вероятное объяснение такому явлению можно дать с помощью цикла Жозе (Jose) [7], который он вывел, вычисляя траекторию движения Солнца, вокруг центра масс Солнечной системы. Эта траектория обычно всегда извивается вокруг центра масс против часовой стрелки. Однако в отдельные моменты времени Солнце закручивается так, что центр масс оказывается вне петли. В этих случаях Солнце проходит мимо центра масс уже по часовой стрелке и поэтому Жозе назвал их попятным движением Солнца (ПДС). Последнее ПДС наблюдалось около 1990 г. Более ранние эпизоды ПДС отмечались около 1811, 1632, 1454, 1275, 1096, 918, 739, 560, 382, 203, 24, -154, -333 годов (период повторения 178,7 лет).

В работе Жозе [7] найдена связь 179-летнего периода попятного движения Солнца с аналогичным циклом солнечной активности. В настоящее время имеются сведения о динамике солнечной активности за последнее тысячелетие. Установлены биения амплитуды одиннадцатилетних колебаний солнечной активности с ее вековыми максимумами и минимумами. Последние названы именами ученых (первый столбец таблицы 1), которые внесли наибольший вклад в их изучение. Во втором и третьем столбцах таблицы приведены примерные времена начала и конца вековых минимумов солнечной активности, в четвертом – моменты попятного движения Солнца. В шестом столбце даны разности моментов середины минимумов солнечной активности и попятного движения Солнца. Сравнение их пока-

зывает, что во всех пяти случаях вековые минимумы солнечной активности приблизительно соответствуют (с задержкой примерно на 18 лет) моментам попятного движения Солнца. К сожалению, по столь малой выборке нельзя еще статистически обосновать гипотезу связи вековых минимумов солнечной активности со случаями попятного движения Солнца, но и отрицать ее нет оснований. Тем более что в малых (по сравнению с солнечной системой) масштабах влияние особенностей месячного обращения Земли вокруг центра инерции системы Земля-Луна можно легко наблюдать в изменениях погоды и климата [12].

Таблица. Вековые минимумы солнечной активности и моменты попятного движения Солнца.

Название минимума	Начало	Конец	Попытное движение	Разница
Оорта	1040	1080	1096	-36
Вольфа	1280	1350	1275	40
Шперера	1450	1550	1454	46
Маундера	1645	1715	1632	48
Дальтона	1790	1820	1811	-6
Ландшайта	2009	2040	1990	-
			Среднее	18

Учитывая вышеизложенное, можно заключить, что затухание амплитуды 24-го одиннадцатилетнего цикла свидетельствует о наступлении нового векового минимума солнечной активности, который был предсказан и последствия которого были описаны Ландшайдтом [8].

2. Известно, что с вековыми минимумами солнечной активности связаны похолодания климата на Земле. Климатологи объясняют их загрязнениями стратосферы сернистыми соединениями во время извержения вулканов взрывного типа.

Данные о вулканической активности и о ежегодном содержании сульфатного аэрозоля (сульфатного иона SO_4^{2-}) в стратосфере определены в работе Трауфеттера [11]. Они получены в результате анализа ледяного керна из скважины на Земле Королевы Мод в Западной Антарктиде. Эти данные доступны на сайте

<http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/icecore/antarctica/domec/domec>.

В настоящее время получены новые данные о концентрации вулканического аэрозоля в стратосфере за последние 2000 лет [5, 10]. Стратосферный аэрозоль в значительной степени состоит из мельчайших капель серной кислоты. Он отражает солнечную радиацию в нижней стратосфере и верхней тропосфере и тем самым понижает температуру воздуха у земной поверхности [1]. Рис. 1 иллюстрирует изменение температуры внетропической зоны Северного полушария (верхние кривые) и концентрации иона SO_4^{2-} в стратосфере (нижняя гистограмма).

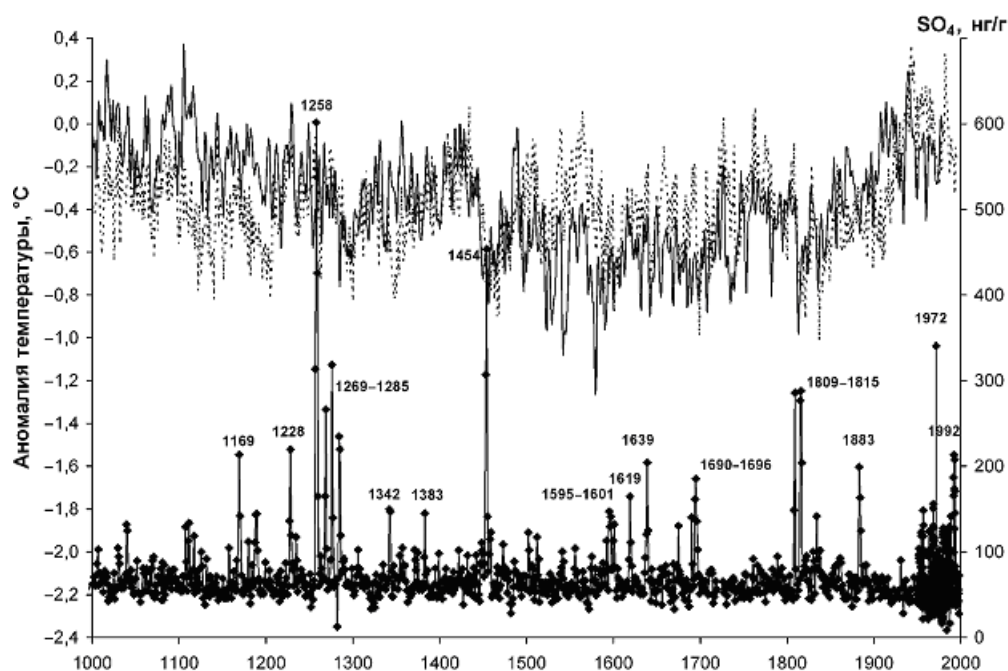


Рис. 1. Ежегодные аномалии температуры воздуха Северного полушария (сплошные линии – данные [9], пунктир – данные [6] и концентрация иона SO_4^{2-} в стратосфере по данным ледяного керна из Антарктиды [11] за последние 1000 лет [http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/icescore/antarctica/domec/domec]. График заимствован из работы [2].

В работе [2] выделены продолжительные периоды между 1260–1350, 1420–1570, 1620–1710 гг. и 1780–1830 гг. наиболее мощного воздействия вулканических извержений на глобальную температуру. Заметим, что все они совпадают с соответствующими моментами попятного движения Солнца – 1275, 1454, 1632, 1811! Этим периодам уменьшения прозрачности в верхней атмосфере соответствовали и случаи наиболее значительных похолоданий в Северном полушарии, которые явились частью самой продолжительной за последние 1000 лет эпохи похолодания, известной как «малая ледниковая эпоха». Этот длительный холодный период был обусловлен постоянной высокой концентрацией аэрозоля в стратосфере, поддерживаемой за счет активной вулканической деятельности (мощные извержения 1452/1453 гг., 1458/1459 гг., 1600/1601 гг., 1809/1815 гг., 1835 г. и др.).

3. Сто лет назад А.Л. Чижевский [4] выдвинул гипотезу о влиянии солнечной активности на течение исторического процесса человечества. Распад незыблемых республик СССР и Югославии около случая попятного движения Солнца 1990 г., войны Наполеона около случая 1811 г., смутное время и раскол православной церкви около случая 1632 г., формирование московского государства около случая 1454 г., нашествия татаро-монголов около случая 1275 г., так же свидетельствуют о возможной связи развития исторических событий в России со случаями попятного движения Солнца.

Есть подобные сравнения исторических событий в Китае с вековыми минимумами солнечной активности, которые отмечают такую же связь.

Заключение

К сожалению, имеющиеся ряды всех эмпирических данных охватывают слишком мало случаев попятного движения. Поэтому нельзя ещё статистически обосновать гипотезу зависимости земных событий от попятного движения Солнца. Но собранные данные в большинстве случаев свидетельствуют о том, что вековые минимумы солнечных пятен, мощные взрывы вулканов и катастрофические землетрясения, эпохальные климатические изменения, значимые исторические события в социуме происходят чаще всего около случаев попятного движения Солнца.

Изменчивость земных процессов и событий обычно пытаются связать с солнечной активностью. Однако солнечная активность не может повлиять на движение Солнца вокруг центра масс солнечной системы. Поэтому с физической точки зрения более естественно предположить, что барицентрическое движение Солнца, управляемое гравитацией, влияет на процессы, протекающие: и на Солнце, и на Земле, и на планетах солнечной системы. Об этом свидетельствуют также результаты, полученные автором при исследовании эффектов месячного движения Земли вокруг барицентра системы Земля-Луна [3].

Считаем своим долгом поблагодарить Борзенкову И.И. за помощь в работе.

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 15-05-075590.

Литература

1. *Борзенкова И.И., Брук С.А.* // Труды ГГИ. Вып. 347. 1989. С. 40–56.
2. *Борзенкова И.И., Жильцова Е.Л., Лобанов В.А.* / В сб. Проблемы экологического моделирования и мониторинга экосистем. М.: Планета, 2011а, с. 131–152.
3. *Сидоренков Н.С.* Небесно-механические причины изменений погоды и климата // Геофизические процессы и биосфера. 2015, том 14, № 3, С. 5–26.
4. *Чижевский А.Л.* Физические факторы исторического процесса. Калуга. 1924.
5. *Clausen H.B., Vinther B.M., Mayewski P.A.* // *Climate of the Past*. 2012. 8, p. 1929–1940.
6. *D'Arrigo R., Wilson R., and Jacoby G.* // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111, No. D03103.
7. *Jose P.B.* // *The Astronomical Journal*. 1965. V. 70. No. 3. P. 193–200.
8. *Landscheidt, T.* // *Energy and Environment*, 2003. Vol. 14, 4.
9. *M'berg A., Sonechkin D., Holmgren K. et al.* // *Nature*. 2005. Vol. 433. No. 7026. P. 613–617.
10. *Sigl Michael, McConnell Joseph R., et al.* // *J. Geophys. Res.* 2013, 118, 1151–1169,
11. *Traufetter F., Oerter H., Fischer H., et al.* // *J. Glaciology*. 2004, 50, 168. PP. 137–146.
12. *Sidoronkov N.S.* Celestial Mechanical Causes of Weather and Climate Change // *Izv. Atmospheric and Oceanic Physics*, 2016, 52, No. 7, pp. 667–682.

ПРОБЛЕМЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ ОГИБАЮЩЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ В ТЕРМИНАХ TSI МЕТОДОМ АНАЛОГОВ

Скакун А.А.^{1,2}, Волобуев Д.М.¹

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург

²ФГБУ ААНИИ, Санкт-Петербург

THE PROBLEMS OF TSI PREDICTION BY THE METHOD OF ANALOGS

Volobuev D.M.¹, Skakun A.A.^{1,2}

¹Pulkovo Observatory, St.-Petersburg

²Arctic and Antarctic Research Institute, St.-Petersburg

Prediction of solar activity is one of actual problems of modern science. In this paper we try to predict the dynamics of next solar cycle in terms of total solar irradiance using modified method of analogs. The TSI reconstruction based on radiocarbon, sunspots and space observations data during Holocene was used. We have found that in the next solar cycle decadal average TSI shows a trend to a decrease. But the accuracy of this prediction is the same as for inertial forecast. This means that method of analogs is not suitable for this kind of TSI reconstructions because of lack of determinism.

Введение

Прогнозирование цикла солнечной активности – актуальная проблема, которая уже решалась многими различными способами ранее [3]. В качестве базы использовались различные временные ряды, в частности, ряды солнечных пятен [8]. Прогнозирование солнечной активности в терминах TSI является сложной задачей, так как прямые космические наблюдения этой величины доступны только за последние 40 лет, а более ранние значения реконструировались по различным параметрам. В число этих параметров входят солнечные факелы и пятна, индекс MG II, содержание радиоуглерода в кольцах деревьев и другие. На данный момент существует ряд реконструкций, основанных на этих величинах, например [7, 4, 6]. Различные затруднения встречаются не только при реконструировании TSI по прокси, но даже при рассмотрении непосредственных данных космических наблюдений. Например, отдельной задачей является сведение всех наблюдений к единой калибровке и построение композитного ряда [2, 10], но даже после ее решения остается проблема малой статистики ввиду непродолжительности этого ряда. В то же время пятенные и факельные ряды, которые представляются наилучшими прокси для TSI, доступны только с 1700 года, но также нуждаются к приведению к композитному виду. Различные ряды наблюдений пятен, а особенно их групп, обладают конкретной спецификой в каждом отдельном случае. Таким образом, в случае пятенных рядов, важным фактором становится гомогенность. Самые боль-

шие неопределенности встречаются при рассмотрении рядов содержания радиоуглерода в кольцах деревьев [7], так как для реконструкции TSI в этом случае приходится вводить большое количество предположений. Таким образом, качество реконструкций вариаций TSI в большой мере зависит от того, какие ряды использовались в качестве прокси.

Исходные данные

В качестве исходного ряда в данной работе рассматривалась реконструкция TSI [7], см. рис. 1. Во время подготовительной процедуры «современная» часть реконструкции с 1692 по 2010 год была сшита с космическими наблюдениями TSI до 2017 года. Затем полученный промежуток ряда был сглажен медианным фильтром с шагом в 1 год. После этого он состыковывался с восстановленной по радиоуглероду частью реконструкции и для полученного ряда рассчитывались декадные средние.

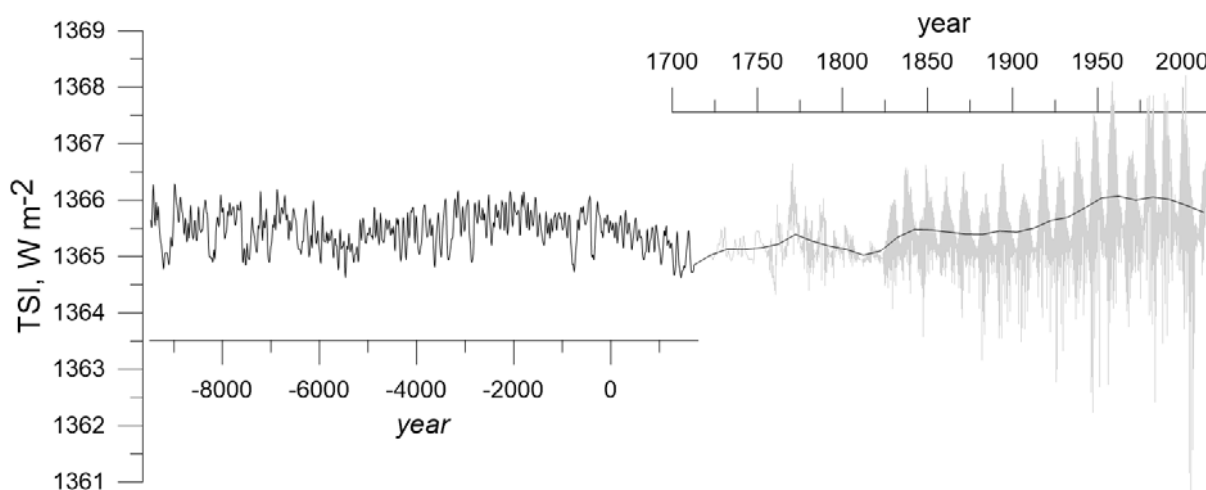


Рис. 1. Исходный ряд реконструкции TSI [7] и подготовленный для прогнозирования. Серым цветом показан исходный ряд, черным – сглаженные декадные средние. Для удобства рассмотрения процедуры сглаживания ряд приведен в различных временных шкалах для восстановленной по радиоуглероду (от начала Голоцена до 1692 г.) и по рядам пятен и космическим наблюдениям (от 1692 г. до 2017 г.) частей.

Методика

В данной работе для предсказания 25го солнечного цикла использовался метод прогноза хаотических временных рядов, предложенный Фармером и Сидоровичем [1]. Метод предполагает наличие низкоразмерной составляющей во временном ряде (т.н. детерминированный хаос) и основан на реконструкции динамики из одномерного ряда по Такенсу [5], т.е. получения пространства вложения запаздывающих координат. В этом пространстве координаты каждой точки представляют собой временной паттерн (аналог), записанный в истории ряда. Задача прогноза, таким образом, сводится к нахождению продолжения современного временного паттерна по аналогии с известными историческими паттернами. Прогнозируемость

реконструкции числа пятен этим методом была показана ранее [9] и использована для прогноза 24 цикла [8]. В данной модификации метода предсказываются не сами значения ряда, а его конечные разности.

Результаты

Исходный ряд значений TSI и их конечных разностей показан на рис. 2. С помощью описанного метода было сделано 100 независимых прогнозов, основанных на обучающей выборке, длина которой увеличивалась для каждого нового прогноза. Прогнозы значений осуществлялись для тестовой выборки (см. серую зону на рис. 2).

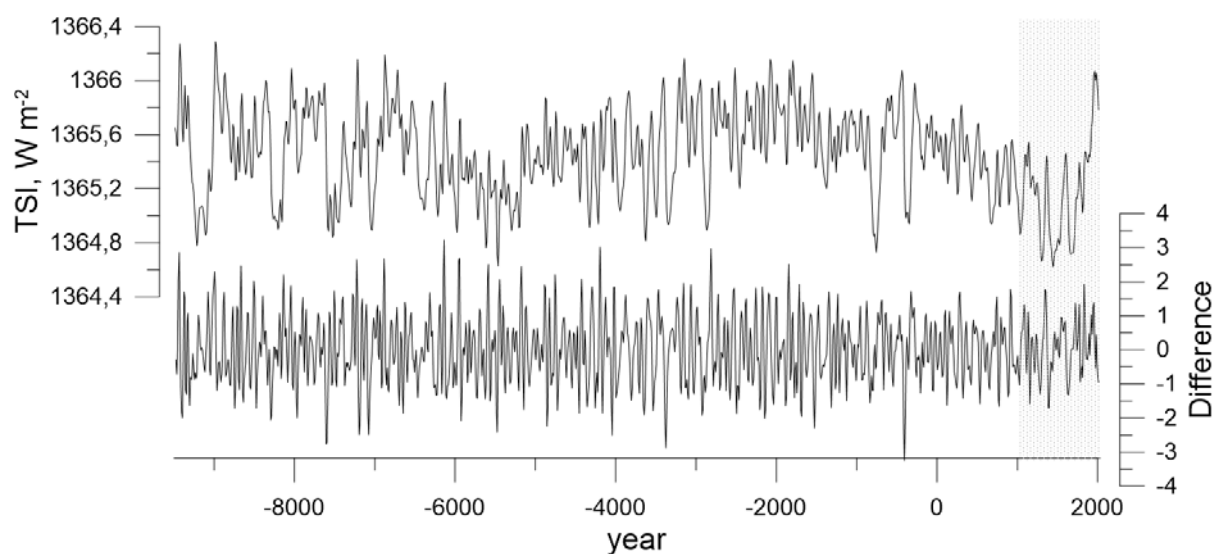


Рис. 2. Декадные средние TSI и их конечные разности во время Голоцена. В правой части рисунка выделено серым цветом последнее тысячелетие, которое составило тестовую выборку для прогноза TSI.

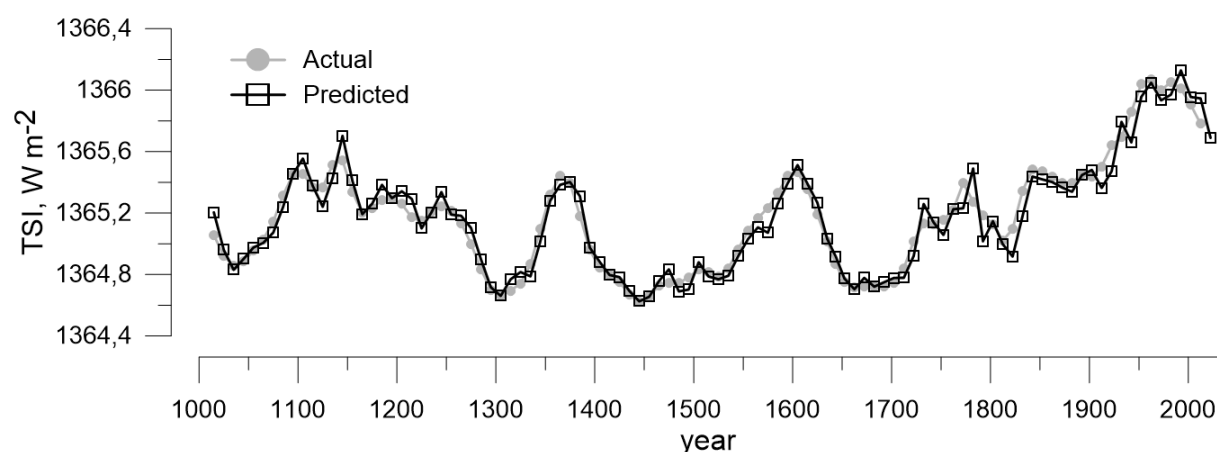


Рис. 3. Исходные и предсказанные значения TSI для 100 уникальных прогнозов с обучающими выборками различной длины.

Результат применения метода к ряду декадных средних реконструированной TSI показан на рис. 3. Было получено, что наблюдается тенден-

ция к убыванию декадного среднего TSI. Но полученная точность прогноза оказалась такой же, как и в случае инерционного прогноза, и более низкой, чем в случае ряда солнечных пятен [8]. Полученный результат говорит о том, что данный метод неприменим для этой реконструкции. Причиной этого явления может являться то, что данная реконструкция является композитной и при ее моделировании была усилена ее случайная составляющая, т.е. ряд не характеризуется детерминированной хаотической динамикой.

Для следующего солнечного цикла обнаруживается тенденция к убыванию.

Литература

1. *Farmer, J.D., Sidorowich, J.J.* Predicting chaotic time series // *Phys. Rev. Lett.*, 1987, 59, 845.
2. *Kopp, G., G. Lawrence, and G. Rottman.* The Total Irradiance Monitor (TIM): Science Results // *Sol. Phys.*, 2005: 230, 129–139.
3. *Petrovay K.* Solar cycle prediction // *Living reviews in solar physics.* 2010. Т. 7. № 1. С. 6.
4. *Preminger D.G., Walton S.R.* A new model of total solar irradiance based on sunspot areas // *Geophysical research letters.* 2005. Т. 32. № 14.
5. *Takens F.* Distinguishing deterministic and random systems / *Nonlinear dynamics and turbulence*, ed. by Barenblatt G.J., Jooss G., Joseph D.D. – N.Y.: Pitman, 1983. – P. 314-333.
6. *Tebabal, A., Damtie, B., Nigussie, M., & Yizengaw, E.* Temporal Variations in Solar Irradiance Since 1947 // *Solar Physics*, 2017, 292(8), 112.
7. *Vieira L.E.A., Solanki S.K., Krivova N.A., and Usoskin I.* Evolution of the solar irradiance during the Holocene // *Astronomy and Astrophysics.* 2011. Т. 531, P. A6.
8. *Volobuev, D.M.* The shape of the sunspot cycle: a one-parameter fit // *Solar Phys.*, 2006, 238, 421.
9. *Volobuev, D.M., Makarenko, N.G.* Forecast of the decadal average sunspot number // *Solar Phys.* 2008, 249, 121.
10. *Willson, R.D., and A.V. Mordvinov.* Secular total solar irradiance trend during solar cycles 21–23 // *Geophys. Res. Lett.*, 2003, 30, doi:10.1029/2002GL016038.

**ОБРАБОТКА ДАННЫХ РАДИОТЕЛЕСКОПА
РТ-7,5 МГТУ ИМ. Н.Э. БАУМАНА ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ
В МОДЕЛИРОВАНИИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ**

**Смирнова В.В.¹, Лукичева М.А.², Тлатова К.А.³,
Рыжов В.С.⁴, Живанович И.¹, Нагнибеда В.Г.²**

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

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

³Кисловодская Горная астрономическая станция, Кисловодск

⁴Московский Государственный Технический Университет им. Н.Э. Баумана, Москва

**DATA PROCESSING OF RT-7.5 RADIOTELESCOPE FOR
THE MODELLING OF MILLIMETER EMISSION
OF ACTIVE REGIONS IN SOLAR CHROMOSPHERE**

**Smirnova V.V.¹, Loukitcheva M. A.², Tlatova K.A.³,
Ryzhov V.S.⁴, Zhivanovich I.¹, Nagnibeda V.G.²**

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences

²Saint-Petersburg State University

³Kislovodsk Station

⁴Bauman Moscow State Technical University

An improved method of initial data processing of solar maps observed with the radio telescope RT-7.5 BMSTU at 93 and 140 GHz frequencies is presented. New software was developed to automatically save data in the FITS format. Observational data were used in the task of 3-D modeling of the solar chromosphere.

В настоящее время активно ведутся наблюдения солнечной хромосферы на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана, на частотах 93 и 140 ГГц в режиме картографирования. Пространственное разрешение 2,5' и 1,5' на указанных частотах, соответственно, позволяет идентифицировать на диске Солнца яркие активные области (АО).

В данной работе был предложен метод первичной обработки солнечных карт и приведен пример анализа этих карт для сравнения с новыми результатами моделирования миллиметрового радиоизлучения АО.

Картографирование Солнца на радиотелескопе РТ-7,5 происходит в растровом режиме одновременно на двух частотах. Размер кадра: 1500×1500 угл. сек. С помощью программного пакета Helios Map Viewer, созданного для первичной обработки и визуализации солнечных карт, в 2017 году стало возможно автоматически создавать файл формата FITS, исходя из параметров, получаемых при сканировании. При записи FITS-файла, в сопроводительную шапку (Header) добавляются все необходимые параметры для построения изображения Солнца и его дальнейшего анализа.

На рис. 1 представлен пример карт распределения интенсивности радиоизлучения, полученных на частотах 93 и 140 ГГц. Яркостная температура указана в процентах от уровня спокойного Солнца (принято за 100%). Контурами отмечены активные области, в которых наблюдается максимальное превышение над уровнем спокойного Солнца.

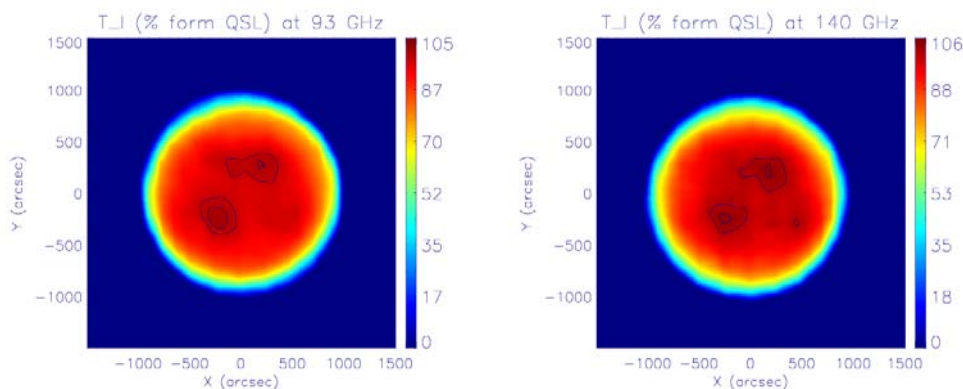


Рис. 1. Карты распределения яркостной температуры Солнца (в % от уровня спокойного Солнца) на частотах 93 ГГц (слева) и 140 ГГц (справа).

Для моделирования радиоизлучения хромосферы был использован пакет GX Simulator [1, 2], изначально разработанный для моделирования вспышечных процессов в короне, но в результате последних изменений позволяющий реалистично описывать и хромосферную часть трехмерной модели. Заполнение модельной хромосферы основано на фрагментации солнечного диска на яркостные компоненты, создании масок компонент, и последующего заполнения хромосферного объема выбранными 1-D моделями, например, из работ [3–5], описывающих основные структуры, наблюдаемые на диске Солнца, включая элементы как спокойного, так и активного Солнца. Входными данными для создания трехмерной модели АО и дальнейшего моделирования исходящего миллиметрового излучения служат фотогелиограммы и магнитограммы, получаемые на инструменте Helioseismic and Magnetic Imager (HMI, [6]), установленном на космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO). Элементы спокойного Солнца и активной области (тень и полутень пятна, факелы, флоккулы) разделяются на основе значений магнитограммы, затем, фрагментация производится на основе значений отсечки для разных яркостных компонент на гистограмме интенсивности в белом свете [2]. При расчете миллиметровых радио яркостей учитывалось тормозное и гирорезонансное излучение. Моделирование радиоизлучения проводилось для частот 17, 37, 93 и 140 ГГц с использованием данных SDO/HMI, для задания начальных условий моделирования и для определения набора яркостных компонент в модели тепловой структуры хромосферы (рис. 2а). На рис. 2б представлен результат моделирования, и сравнение с наблюдениями на тех же частотах.

Наблюдательные данные были получены на радиогелиографе Nobeyama (17 ГГц), радиотелескопах РТ-14 Metsahovi (37 ГГц) и РТ-7,5 МГТУ (93 и 140 ГГц). На верхней панели (рис. 2б) показано распределение яркостной

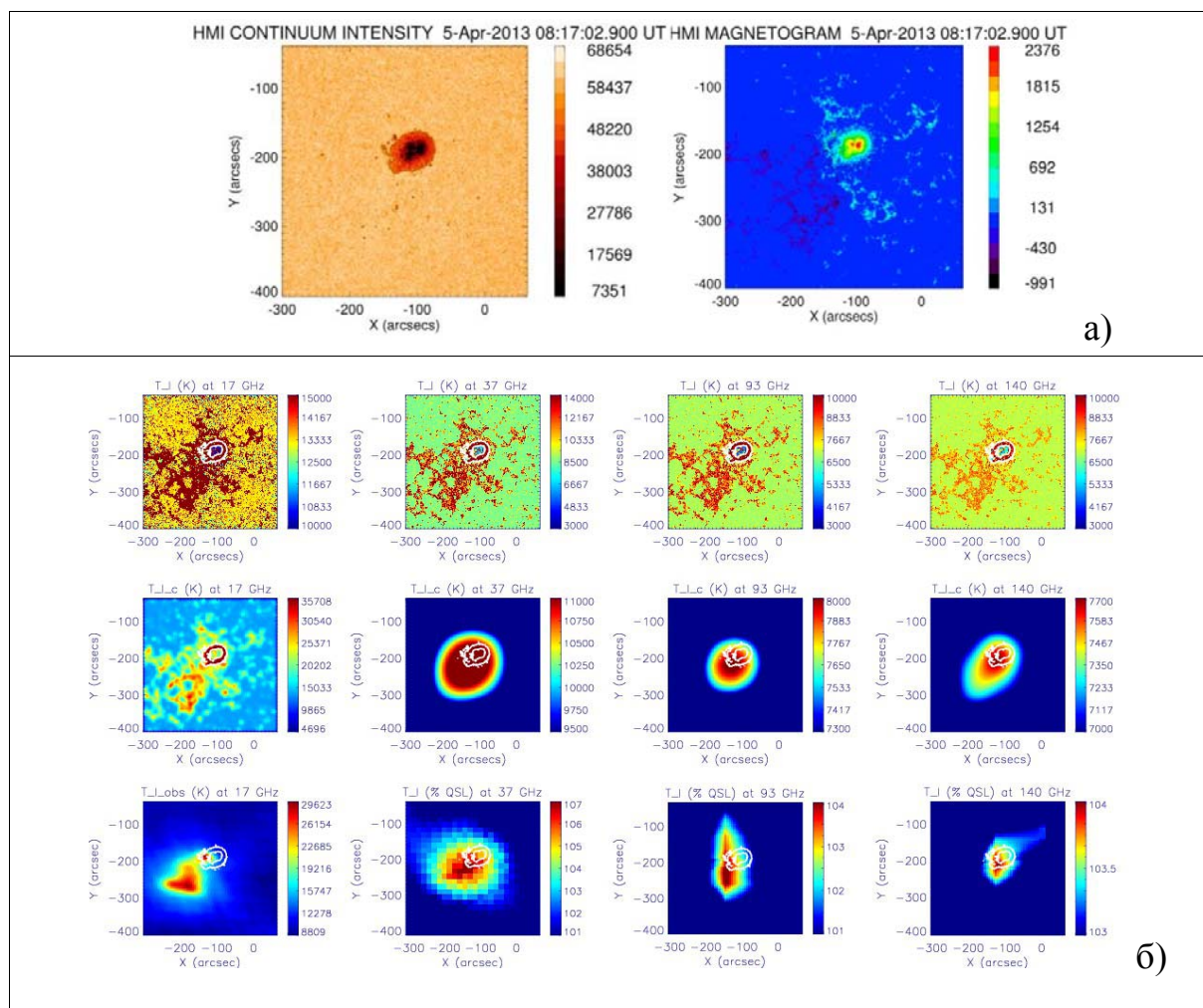


Рис. 2. а). Данные SDO/HMI, используемые для определения набора яркостных компонент, используемых при построении тепловой структуры хромосферы. **б).** Результаты моделирования излучения хромосферы на частотах 17, 37, 93 и 140 ГГц с оригинальным разрешением (верхняя панель), свернутые с ДН инструментов (средняя панель) и результаты, полученные из наблюдений (нижняя панель).

температуры для активной области 11711 на указанных частотах для модельного значения пространственного разрешения (1,2"), без учета диаграмм направленности (ДН) инструментов (10" для 17 ГГц, 2.4' для 37 ГГц, 2.5' и 1.5' для 93 и 140 ГГц соответственно). Белыми контурами обозначены тень и полутень пятна, наблюдавшегося в данной АО. На средней панели представлен результат свертки модельных распределений яркостных температур АО с ДН инструментов. На нижней панели показаны карты АО 11711, полученные из наблюдений. Для карт на частотах 37, 93 и 140 ГГц интенсивность радиоизлучения указана в процентах от уровня спокойного Солнца, яркостная температура которого на указанных частотах составляет

7800 К, 6600 К и 6400 К, соответственно. Видно, что как модельные, так и наблюдаемые источники сдвинуты относительно контуров тени и полутени пятна. Модельные и наблюдаемые источники близки по положению, но могут отличаться по форме. Однако невысокое пространственное разрешение инструментов замыкает тонкую структуру и не позволяет выполнить детальное сравнение источников. Максимум излучения на 17 ГГц приходится на флоккульное поле противоположной пятну полярности. Максимум яркостной температуры источника на 37 ГГц также сдвинут относительно пятна и лежит на границе раздела полярностей, как и максимум излучения на 93 ГГц. Наиболее близко к пятну лежит источник на 140 ГГц. На основании полученных результатов сделан вывод, что двуволновые радиокарты, получаемые на РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана, могут быть использованы для тестирования результатов трехмерного моделирования солнечной хромосферы, а также для исследования крупномасштабных изменений в строении АО на хромосферных высотах.

Работа поддержана грантами: РФФИ 16-02-00749; РНФ 16-12-10448.

Литература

1. Nita, G., Fleishman, G., Kuznetsov, A., Kontar, E., Gary, D. 2015, ApJ, 799, 236N.
2. Nita, G., Viall N., Klimchuk, J., Loukitcheva, M., Gary, D., Kuznetsov, A., Fleishman, G. 2017, ApJ, submitted.
3. Fontenla, J.M., Avrett, E., Thuillier, G., & Harder, J. 2006, ApJ, 639, 441.
4. Fontenla, J.M., Curdt, W., Haberreiter, M., Harder, J., & Tian, H. 2009, ApJ, 707, 482.
5. Fontenla, J.M., Harder, J., Livingston, W., Snow, M., & Woods, T. 2011, Journal of Geophysical Research (Atmospheres), 116, D20108.
6. Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 207.

СТОХАСТИЧЕСКИЙ РЕЗОНАНС В СОЛНЕЧНОМ ДИНАМО

Соколов Д.Д.¹, Мосс Д.Л.²

¹*Московский государственный университет, Москва, Россия*

²*Университет Манчестера, Манчестер, Великобритания*

STOCHASTIC RESONANCE IN SOLAR DYNAMO

Sokoloff D.D.¹, Moss D.L.²

¹*Moscow State University, Moscow, Russia*

²*Manchester University, Manchester, UK*

We discuss an example of resonant behavior of magnetic field excited in a spherical shell by differential rotation and mirror asymmetric turbulence. Degree of the mirror asymmetry parameterized as alpha-effect includes random fluctuations. Magnetic field parity in respect to the solar equator demonstrates a behavior similar to the resonance one while magnetic energy behaves as usual. We discuss possible applications of the phenomenon for deviations of solar magnetic field from dipole symmetry known from archive sunspot observational data. For fluctuations of mirror asymmetry are excluded, our dynamo model in do not demonstrate any kind of resonance behavior so we refer the phenomenon under discussion as a stochastic resonance. We discuss the example in context of available attempts to isolate resonance behavior in spherical dynamos to conclude that the resonance in the model under discussion looks remarkable well-pronounced. Interpretation of various deviations of spherical dynamo from standard behavior in terms of resonance behavior is discussed.

Архивные наблюдательные данные о пятнообразовательной активности Солнца, которые визуализируют поведение магнитного поля, указывают на то, что за время инструментальных наблюдений солнечной активности магнитное поле Солнца несколько раз существенно отклонялось от дипольной симметрии на время, сопоставимое с длительностью цикла солнечной активности. Несмотря на неопределенности архивных наблюдений, представляется, что эти эпизоды были существенно более выражены, чем обычные небольшие отклонения от дипольной симметрии, встречающиеся в современных нормальных циклах [1]. Кажется заманчивым интерпретировать такое аномальное поведение солнечной активности как своеобразное резонансное поведение.

В то же время предшествующие попытки обнаружения подобных примеров резонансного поведения в моделях сферического динамо, к которым принадлежит и солнечное динамо, не приводили к ярким примерам резонанса, которые могли бы претендовать на объяснение наблюдаемого поведения.

Резонанс представляет собой, конечно, общефизическое явление, возникающее при совпадении собственных частот, так что нет оснований сомневаться в том, что резонанс встречается и в сферических моделях динамо, в которых возбуждаются волновые решения. Однако на практике вы-

явление резонансных явлений в сферических динамо осложняются двумя обстоятельствами. Во-первых, собственные числа задачи динамо являются комплексными (мнимая часть соответствует длине цикла, а действительная – скорости роста магнитного поля), так что получить совпадение двух комплексных величин более трудно, чем совпадение двух частот в обычном резонансе. Кроме того, амплитуда динамо-волны квазистационарного магнитного поля заметно зависит от управляющих параметров динамо и без резонанса, так что специальное выделение на этом фоне резонансного поведения не является очевидным.

Тем не менее, в недавней работе [2] нам удалось найти пример резонансного поведения сферического динамо. Здесь мы не обсуждаем деталей распределения источников генерации магнитного поля в этом примере, а отсылаем к цитированной работе, где приведена и литература вопроса. В обнаруженном резонансном поведении в результате небольших флуктуаций параметра альфа возникают существенные вариации четности решения, в то время как энергия магнитного поля остается практически неизменной. Другими словами, возникает поведение магнитного поля, подобное тому, которое можно предполагать на основании архивных наблюдений во время серьезных отклонений солнечного магнитного поля от дипольной симметрии. Исследование примера показывает, что резонансное поведение возникает тогда, когда порог возбуждения собственного решения уравнений динамо среднего поля с квадрупольной симметрией чуть ниже, но близок к порогу возбуждения магнитного поля с дипольной симметрией. Если же эти пороги возбуждения близки, но легче возбуждается магнитное поле квадрупольной симметрии, то возникает решение, имеющее в основном квадрупольную симметрию, но в котором время от времени возникают серьезные отклонения в сторону дипольной симметрии.

Мы проверили, что для периодических возмущений управляющих параметров динамо в наших моделях сильных возмущений четности не возникает. Поэтому мы характеризуем их как явление стохастического резонанса.

Полученный пример позволяет поставить вопрос о том, в какой степени разнообразные отклонения от цикла Швабе, такие как, скажем, цикл Глайсберга, нужно понимать как проявление дополнительных собственных колебаний в солнечном динамо, либо их можно интерпретировать как различные явления резонансного типа.

Литература

1. Шибалова А.С., Обридко В.Н., Соколов Д.Д. Фазовый сдвиг между полушариями в цикле солнечной активности // *Астрон. ж.*, 2016, т. 93, № 10, с. 918–922.
2. Мосс Д.Л., Соколов Д.Д. Флуктуации четности в звездном динамо // *Астрон. ж.*, 2017, т. 94, № 10, с. 869–874.

ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ ГРАДИЕНТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПЕРЕД БОЛЬШОЙ ВСПЫШКОЙ

Соловьев А.А.^{1,2}, Абрамов-Максимов В.Е.¹, Боровик В.Н.¹,
Опейкина Л.В.³, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

³САО РАН, Нижний Архыз, Россия

THE FEATURES OF EVOLUTION OF MAGNETIC FIELD GRADIENT IN SOLAR ACTIVE REGION BEFORE STRONG FLARE

Solov'ev A.A.^{1,2}, Abramov-Maximov V.E.¹, Borovik V.N.¹,
Opeikina L.V.³, Tlatov A.G.^{1,2},

¹Pulkovo Observatory, St-Petersburg, Russia

²Kalmyk State University, Elista, Russia

³Special astrophysical observatory RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

Context: We continue to study solar active regions (ARs) where strong flares occurred. The research of ARs on pre-flare phase (during a few days before the flare) can reveal features in microwave emission of AR and its magnetic-field characteristics that indicate that a powerful flare is about to take place. **Aims:** The aim of this research is to study evolution of radio and magnetographic characteristics of two ARs (NOAA 11520 and 12242), where strong flare occurred. **Methods:** We analyzed microwave emission and magnetic-field characteristics of ARs as based on RATAN-600 and SDO data. In this study we focused on behavior of magnetic field gradient and distance between regions of maximum magnetic fields of opposite polarities. **Results:** We find that initially the distance between regions of maximum magnetic fields of opposite polarities is decreased. Then it begins to increase. On the phase of its increasing the flare occurred. A MHD model of magnetic flux rope describes well the observed events.

Работа продолжает цикл работ авторов по выявлению признаков подготовки больших вспышек по магнитографическим характеристикам и микроволновому излучению активных областей (АО) Солнца [1, 2]. В данной работе акцент сделан на анализ динамики градиента магнитного поля и расстояния между областями максимальных магнитных полей противоположных полярностей, а также на теоретическое объяснение механизма возникновения вспышки, применимое к данным наблюдательным фактам. Рассмотрены две АО, в которых произошли вспышки класса X: 11520 (X1.4, 12.07.2012, 16:49UT) и 12242 (X1.8, 20.12.2014, 00:28UT). В обоих случаях выявлены следующие закономерности. Примерно за 2 дня до вспышки наблюдается развитие микроволнового источника, расположенного над нейтральной линией фотосферного магнитного поля. Одновременно с ростом интенсивности источника происходит рост суммарного градиента магнитного поля и уменьшение расстояния между областями

максимальных магнитных полей противоположных полярностей, расположенных около нейтральной линии. Достигнув своего максимального значения, градиент магнитного поля начинает уменьшаться, а расстояние между областями максимальных магнитных полей противоположных полярностей, соответственно, увеличиваться. На этом этапе и происходит вспышка. На рис. 1а показан суммарный градиент магнитного поля (в условных единицах) АО 11520, определенный по методу, описанному в [3]. Момент вспышки X1.4 отмечен вертикальной линией. На рис. 2а показаны суммарный градиент магнитного поля АО 12242 и интенсивность микроволнового источника на нейтральной линии на волне 3.45 см по наблюдениям на РАТАН-600. На рис. 1б и 2б показаны, как изменялось расстояние между областями максимальных магнитных полей противоположных полярностей для АО 11520 и 12242 соответственно.

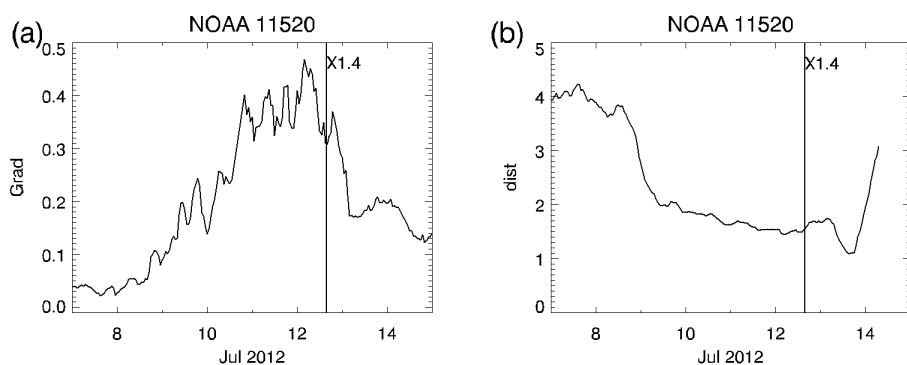


Рис. 1.

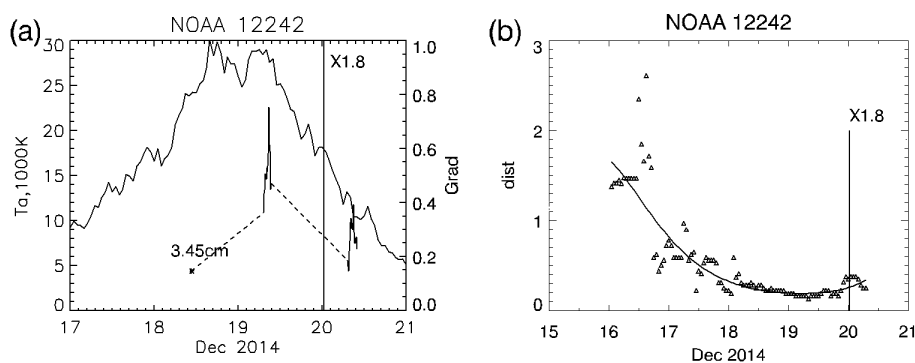


Рис. 2.

Из описанных выше особенностей развития вспышки в конфигурациях со сближающимися магнитными центрами, вырисовывается следующий сценарий развития вспышечного процесса в такого рода событиях:

1-й этап – сближение магнитных центров (пятен) различной полярности. При этом пятна, подобно двум движущимся навстречу бульдозерам, сгребают и сильно сжимают магнитный поток, находящийся между пятнами, и тем самым обеспечивают накопление той магнитной энергии, которая впоследствии будет освобождена во вспышке.

2-й этап – между пятнами над нейтральной линией магнитного поля в процессе магнитных пересоединений формируется токовая структура (магнитный жгут), с достаточно сильным непотенциальным магнитным полем, обладающая большим запасом свободной (т.е. связанной с электрическими токами) магнитной энергии. Наглядным свидетельством этого процесса служит появление яркого межпятенного радиоисточника в области между пятнами, который образуется благодаря появлению энергичных заряженных частиц, ускоренных в многочисленных мелкомасштабных токовых слоях, которые возникают в процессе формирования магнитного жгута. В момент максимального сближения пятен физические условия в магнитном волокне, зажатом между пятнами и удерживаемом от эрупции внешним по отношению к волокну магнитным полем, уже близки к порогу возникновения в нем плазменных неустойчивостей, но этот порог пока еще не достигнут.

3-й этап – начинается процесс расхождения пятен. Внешнее поле, играющее критическую роль в обеспечении равновесия конфигурации, ослабевает. Это приводит к изменению равновесия в магнитном жгуте, в скрученной магнитной силовой трубке, в которой по условиям равновесия протекают достаточно сильные электрические токи. На этом этапе в жгуте развивается область с настолько низкой плотностью плазмы (с такой малой плотностью носителей заряда), что токовая скорость электронов сравнивается с тепловой скоростью ионов, и это служит триггером для возбуждения плазменных неустойчивостей (бернштейновские моды, ионный звук...). Эти неустойчивости порождают лавину плазмонов, эффективно рассеивающих упорядоченные потоки переносящих электрический заряд электронов, что очень быстро и резко (на много порядков) понижает проводимость плазмы в жгуте. Аномальное сопротивление разогревает плазму, возникающее при «запирании токового канала» сильное электрическое поле приводит к ускорению частиц и появлению убегающих электронов, т.е., по существу, к развитию вспышечного процесса [4, 5].

Надо иметь в виду, что формирование вспышечной конфигурации происходит достаточно медленно (его характерное время – сутки - значительно превышает время релаксации системы к равновесию, составляющее не более нескольких минут), поэтому весь процесс подготовки вспышки можно с полным на то основанием описывать как процесс квазистатический, при котором система последовательно проходит непрерывную последовательность равновесных состояний.

Наша задача в данном случае состоит в том, чтобы предложить магнитогидростатическую модель, которая бы описывала равновесие непотенциального магнитного волокна, обжимаемого внешним поперечным полем, обладающего большим запасом свободной магнитной энергии и крайне неоднородным распределением плотности плазмы в его поперечном сечении. Важно, чтобы это неоднородное распределение плазмы было бы параметрически чувствительным по отношению к небольшим вариаци-

ям напряженности внешнего магнитного поля и высоты расположения жгута над фотосферой. Тогда мы можем получить основной эффект модели, когда при уменьшении внешнего поля, обжимающего жгут и/или небольшом повышении высоты центра жгута над фотосферой (этими двумя эффектами имитируется процесс расхождения пятен), неоднородность в распределении плотности плазмы в объеме жгута не уменьшается, а возрастает, результирующая плотность плазмы, которая складывается из фонового гидростатического значения и добавки к ней, обусловленной действием магнитной силы, принимает в некоторой части сечения жгута критически малые значения (фактически, по условиям равновесия она стремится к нулю). Когда степень разрежения носителей заряда в магнитном жгуте с током переходит порог возбуждения пламенных неустойчивостей, в нем за доли секунды включается вспышечное энерговыделение.

Выводы

Приведены результаты исследования эволюции микроволнового излучения и магнитографических характеристик АО 11520 и 12242, в которых произошли вспышки X-класса. В обоих случаях перед вспышкой было зарегистрировано развитие нового микроволнового источника. Было установлено, что новый источник отождествлялся с местом наибольшего сближения полей противоположной полярности вблизи нейтральной линии фотосферного магнитного поля. Исследование эволюции суммарного градиента показало, что перед X-вспышкой происходило сначала нарастание градиента, а затем, после прохождения максимума, наблюдалось его спадание непосредственно перед X-вспышкой. Соответственно, расстояние между центрами областей противоположной полярности сначала уменьшалось, а затем, достигнув своего минимума, начало увеличиваться. Заметим, что к аналогичному выводу пришли Korsos et al. [6], которые анализировали параметры групп пятен в ряде вспышечно-продуктивных областей и установили, что перед большими вспышками наблюдается резкий рост градиента магнитного поля, достигающий высокого максимума с последующим его падением непосредственно перед вспышкой.

Предложена модель магнитного жгута, зажатого между двумя сближающимися магнитными центрами (пятнами), согласно которой сначала сближение пятен обеспечивает накопление свободной магнитной энергии в жгуте, которая высвобождается в виде вспышки при расхождении пятен.

А.С. и А.Т. благодарят РФ за поддержку в рамках проекта 15-12-20001.

Литература

1. Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A. Solar. Phys., **290**, 53, 2015.
2. Абрамов-Максимов В.Е. Боровик В.Н., Опейкина Л.В. и др. настоящий сборник, 2017
3. Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Makarova V.V., Otkidychev P.A. Solar Phys. **289**, 1403, 2014.
4. Solov'ev A.A., Murawski K. Astrophysics and Space Science, **350**, No.1, 11, 2014.
5. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Письма в АЖ, **41**, no.5, 234, 2015.
6. Korsos M.B. et al. Journal of Astrophysics and Astronomy. 36, Issue 1, 111, 2015.

БЫСТРОЕ ВРАЩЕНИЕ ЯДРА СОЛНЦА И СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ

Соловьев А.А.^{1,2}, Королькова О.А.¹

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

²Калмыцкий государственный университет, Элиста

FAST ROTATION OF THE CORE OF THE SUN AND SOLAR CYCLE

Solov'ev A.A.^{1,2}, Korolkova O.A.¹

¹Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia

²Kalmyk State University, Russia

New data about solar g-modes and fast rotating core of the Sun (Fossat et al., A&A, 2017) allow us to assume that the generation of the solar magnetic field does occur not at the base of the convective zone, in tachocline, but much deeper – on the boundary of the solar core, with the period of revolution of 7 days, and the radiative transfer zone (the period of revolution is 27 days). At this level the radial gradient of the angular velocity of solar rotation is extremely large. The magnetic field generated here enters not in the turbulent medium of the convective zone, but in the hydrostatic zone of radiative transfer, which rotates solidly and does not deform the magnetic field. Thus, the magnetic field in this zone turns to be a force free field. The axial symmetry and force free conditions uniquely determine the solution for the layered structure of the magnetic field in radiative zone. It has the form of concentric embedded layers, the successive output of which on the surface of the Sun draws the development of the solar cycle in all its details.

Введение

Недавно в [1] сообщено об открытии g-мод на Солнце и быстром вращении солнечного ядра, которое делает оборот за 7 дней, как раннее Солнце, а расположенная над ним зона лучистого равновесия (ЛЗ) вращается твердотельно с периодом 27 дней. Это позволяет по-новому подойти к проблеме генерации солнечных магнитных полей, полагая, что генерация ("намотка") магнитного поля Солнца происходит, в основном, не на нижней границе конвективной зоны (КЗ), в тахоклине, а глубже – на границе ядра и ЛЗ, где имеется большой радиальный градиент угловой скорости вращения. Важно, что магнитное поле, по мере его непрерывной "намотки" на этой границе, генерируется не в турбулентной КЗ, а попадает в гидростатическую, лишенную хаотических движений и дифференциального вращения среду ЛЗ, где оно не подвергается случайному запутыванию и сразу формируется как регулярная, правильная, крупномасштабная магнитная структура. Тепло в ЛЗ переносится поглощением и переизлучением э/м квантов, магнитное поле на этот перенос влияния не оказывает, его наличие не изменяет радиальные гидростатические профили давления и плотности. Значит, магнитное поле неизбежно должно релаксировать в ЛЗ к бессиловому равновесию: $[\text{curl} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] = 0$. Это – центральная идея работы.

Магнитное поле в ЛЗ

В отсутствие дифференциального вращения равновесие осесимметричного бессилового поля описывается в сферических координатах (r, θ, φ) уравнением:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta} \right) = - \frac{1}{2} \frac{d\Omega^2}{dA}, \quad (1)$$

где $A(r, \theta) = - \int_0^r B_\theta \sin \theta r dr$ есть поток магнитного поля вдоль меридиана через единичную площадку, $\Omega(r, \theta) = - \frac{4\pi}{c} \int_0^r j_\theta \sin \theta r dr$ – аналогичный поток электрического тока, а составляющие вектора \mathbf{B} выражаются формулами:

$$B_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial \theta}; \quad B_\theta = - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial A}{\partial r}; \quad B_\varphi = \frac{\Omega}{r \sin \theta}. \quad (2)$$

Разделим переменные в функции потока: $A(r, \theta) = \sum_i S_i(r) f_i(\theta)$, где i – номер гармоники. Оператор $\frac{\sin \theta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial f(\theta)}{\partial \theta} \right)$ имеет следующие собственные функции (производные от полиномов Лежандра) и собственные числа:

$$\left. \begin{aligned} f_1(\theta) &= \sin^2 \theta, & \lambda_1 &= -2 \\ f_2(\theta) &= \sin^2 \theta \cos \theta, & \lambda_2 &= -6 \\ f_3(\theta) &= \sin^2 \theta (5 \cos^2 \theta - 1), & \lambda_3 &= -12 \\ f_4(\theta) &= \sin^2 \theta \cos \theta \left(\frac{7}{3} \cos^2 \theta - 1 \right), & \lambda_4 &= -20 \\ &\dots\dots\dots & & \\ f_i &= \frac{2^i i! (i-1)!}{(2i)!} \sin^2 \theta P_i'(\cos \theta) & \lambda_i &= -i(i+1) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

В линейном случае $\Omega(r, \theta) = \alpha A(r, \theta)$, где α – константа, определяющая мощность токов. Тогда, согласно (2), тороидальное поле пропорционально $\alpha \cdot A$:

$$B_\varphi(r, \theta) = \frac{\Omega}{r \sin \theta} = \frac{\alpha A(r, \theta)}{r \sin \theta} = \alpha R \frac{A(r, \theta)}{r \sin \theta \cdot R}. \quad (4)$$

Решения для $S_i(r)$ после подстановки $A(r, \theta) = \sum_i S_i(r) f_i(\theta)$ в уравнение (1) и учета (3), выражаются через знакопеременные Бесселевы функции полуцелого аргумента. Основное свойство полученного решения – слоистая структура магнитного поля по радиусу Солнца. Для краткости изложения мы не выписываем $S_i(r)$ и сразу покажем примеры магнитных поверхностей ($A = const$) для 4-х гармоник с функциями f_1, f_2, f_3, f_4 (коэффициенты в $S_i(r)$ выбраны так, чтобы в момент, показанный на рис. 1, функция A обращалась в нуль на границе ядра ($r_c \approx 0.2R$, R – радиус Солнца):

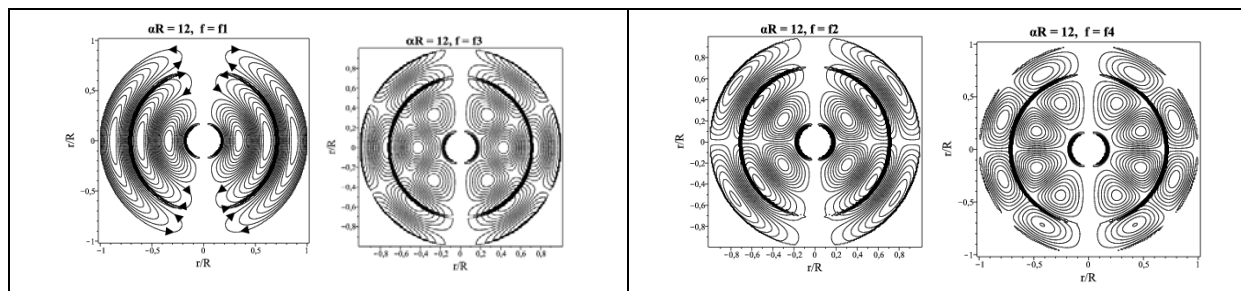


Рис. 1. Нечетные 1 и 3 гармоники не равны нулю на экваторе. Черные полукольца – положение тахоклина, $r \approx 0.7R$, и слоя, на границе ЛЗ, где идет непрерывная намотка и релаксация поля к бессиловой структуре. На рисунке слева стрелки показывают смену знака поля на границе слоя.

Рис. 2. Четные, 2-я и 4-я, гармоники на экваторе обращаются в ноль. Согласно (4) тороидальные магнитные поля, формирующие солнечные пятна, имеют структуру, близкую к представленной. 4-я гармоника выделяет «королевскую» зону пятнообразования на широтах от 0° до 40° .

Динамика подфотосферного магнитного поля и солнечный цикл

Турбулентная среда КЗ отторгает внешнее магнитное поле, но его напряженность под нею, в нижележащей ЛЗ постоянно растет вследствие непрерывного генерирующего действия огромного градиента угловой скорости на границе ЛЗ с ядром. Это растущее магнитное поле, достигая некоторой критической величины, время от времени (циклически, послойно) продавливается, прорывается сквозь толщу КЗ на поверхность Солнца, «прорисовывает» на ней цикл солнечной активности (СА) и затем, необратимо диссипируя, уходит в межпланетное пространство, унося с собою угловой момент. На рис. 1, 2 свободный токовый параметр задачи α выбран так, что на толщине КЗ укладывается один магнитный слой, который при выходе наверх даст два максимума 11-летней пятнообразовательной деятельности: граница между магнитными слоями соответствует максимуму тороидального поля, формирующего пятна. Таким образом, два последующих максимума СА образуются одной топологически связанной магнитной структурой. При этом второй, последующий, максимум несколько выше первого, поскольку на нижнем обходе слоя, который выходит наверх как единое целое, поле несколько сильнее. Так обеспечивается известное правило Гневешева-Оля: 1) нечетный 11-летний цикл выше, чем предшествующий четный цикл; 2) четный цикл с последующим нечетным циклом образуют физическую пару, единое целое [2]. Другая особенность СА – квазидвухлетние вариации пятен, т.е., по сути, – вариации тороидального поля, возможно, формируются как его деформации, в моменты, когда поля послойно прорываются из ЛЗ в КЗ через относительно тонкий переходный слой – тахоклин. Такова, м.б., чисто механическая природа «квазидвухлеток».

Часть магнитного потока, прорвавшегося в КЗ, турбулизуется в ней, приобретает хаотический, перемежающийся (м.б. мультифрактальный) характер, но, несмотря на турбулентное перемешивание в КЗ, происходящее

в относительно малых масштабах, магнитная структура, возникшая в ЛЗ, сохраняет в общих чертах свою изначальную регулярную слоистую конфигурацию и проявляется на поверхности Солнца в виде крупномасштабного магнитного поля, которое создает силовой каркас активных областей, формирует цикл солнечных пятен, порождает южно-северную асимметрию СА. Последовательный выход магнитных слоев автоматически обеспечивает «переполюсовку» – смену полярности магнитного поля на полюсах в фазе максимума пятен (см. стрелки на рис. 1) без каких-либо магнитных пересоединений, которые в турбулентной среде КЗ было бы крайне трудно реализовать в последовательной регулярной форме).

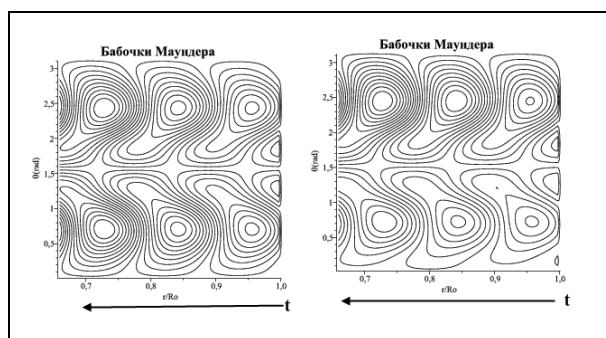


Рис. 3. Слева: сумма 6 гармоник с амплитудами: $a_1 = a_3 = 0$, $a_2 = 1$, $a_4 = 0.75$, $a_5 = 0$, $a_6 = 0.075$ дает картину выхода магнитных слоев на поверхность Солнца, бабочки Маундера. Взято $\alpha R = 24$. Справа: малая добавка 1 и 3 гармоник: $a_1 = -0.1$, $a_3 = 0.1$ создает северо-южную асимметрию СА. Стрелка снизу – направление времени.

В рамках нашей модели объясняется правило Вальдмайера: *чем выше скорость роста цикла пятен, тем он мощнее*. Это правило диктуется скоростью выхода верхнего магнитного слоя в фотосферу. Если выход замедлен, то поток поля B_ϕ , отвечающего за формирование пятен, растягивается, расширяется, поле ослабевает, цикл получается слабым; если выход слоя ускорен, то поток поля B_ϕ сжимается, цикл – сильный. Скорость выноса тороидального поля на поверхность Солнца, как показано ниже, пропорциональна $\eta_T \alpha^2$. Обе эти величины в КЗ подвержены случайным флуктуациям.

Еще одно значительное проявление СА заключается в повороте солнечного диполя в течение цикла [3, 4]. В нашей модели это явление обусловлено тем, что, как можно показать, магнитные моменты двух соседних слоев в полученной бессиловой конфигурации антипараллельны, в то время как минимуму магнитной энергии системы отвечает их параллельная ориентация. Поэтому, когда верхний магнитный слой, выйдя на поверхность Солнца и сбросив плотную фотосферную плазму, начинает “искать” ориентацию, минимизирующую его энергию, он поворачивается вдоль меридиана относительно нижележащего магнитного слоя, который еще прочно вмерозен в плотные фотосферные слои и изменить ориентацию не может. Эта модель излагалась в [5, 6]. Попытка описать магнитный цикл как последовательный выход на поверхность Солнца слоистых магнитных полей была предпринята в [7], но там речь шла о появлении таких структур в турбулентной КЗ, что выглядело проблематично. Новые данные о быстром вращении ядра позволяют вернуться к этой идее.

Продвижение магнитного слоя в КЗ

Поле, попавшее в КЗ, подвергается турбулентной диффузии с коэффициентом η_T . Для КЗ в среднем $\eta_T \approx 10^{13} \text{ cm}^2 / \text{s}$ [8]. Согласно уравнению индукции

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\eta_T \text{curl curl} \mathbf{B} + \text{curl} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] = -\alpha^2 \eta_T \mathbf{B} - \mathbf{e}_\theta \left(\frac{\partial(rV_r B_\theta - rV_\theta B_r)}{r \partial r} \right) - \mathbf{e}_\varphi \left[\frac{\partial(rV_r B_\varphi - rV_\varphi B_r)}{r \partial r} - \frac{\partial(V_\varphi B_\theta + V_\theta B_\varphi)}{r \partial \theta} \right] + \mathbf{e}_r \frac{\partial(\sin \theta (V_r B_\theta - V_\theta B_r))}{r \sin \theta \partial \theta} \quad (5)$$

в отсутствие члена $\text{curl}[\mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ магнитное поле в КЗ было бы рассеяно за время порядка $\tau_T = \frac{R^2}{\eta_T (R\alpha)^2} = \frac{49 \cdot 10^{20}}{10^{13} (12)^2} = \frac{10^7 \text{ s}}{3} = \frac{1 \text{ year}}{9}$. Но в КЗ, кроме турбулентных пульсаций, существуют регулярные течения, в частности, дифференциальное вращение, генерирующее поле, и радиальный подъем магнитного поля (члены в (5), содержащие V_r), также противостоящий его диссипации. Как видно из (5), сохранение поля на масштабе 11 лет и более возможно, если выполнено равенство типа: $A = B - C$, где B и C большие и примерно равные величины, так что A в норме близко к нулю. Проблема в том, что оба этих члена в турбулентной КЗ подвержены случайным флуктуациям. Даже относительно малые флуктуации близких по модулю величин ведут к значительным вариациям их разности. В этом состоит основная принципиальная трудность прогнозирования развития СА во времени.

Рассмотрим баланс правой части (5) на примере тороидального компонента: $\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} = -\eta_T \alpha^2 B_\varphi - \left[\frac{\partial(rV_r B_\varphi - rV_\varphi B_r)}{r \partial r} - \frac{\partial(V_\varphi B_\theta + V_\theta B_\varphi)}{r \partial \theta} \right]$. Раскроем член в скобке с V_r .

$$\frac{\partial r B_\varphi}{\partial t} = -\eta_T \alpha^2 r B_\varphi - r B_\varphi \frac{\partial V_r}{\partial r} - V_r \frac{\partial(r B_\varphi)}{\partial r} + \left[\frac{\partial(r V_\varphi B_r)}{\partial r} + \frac{\partial(V_\varphi B_\theta + V_\theta B_\varphi)}{\partial \theta} \right]. \quad (6)$$

Поле в КЗ не исчезнет слишком быстро, если правая часть (6) близка к нулю. Члены в квадратной скобке описывают эффекты дифвращения, компенсирующие диссипацию – они очень близки по модулю к диссипативному члену. Для того чтобы рассмотреть радиальный выход поля в том его виде, как оно образовалось в ЛЗ, учтем влияние членов в скобке тем, что введем в диссипативное слагаемое малый множитель $\delta < 1$, показывающий степень компенсации этого слагаемого за счет дифвращения. Тогда:

$$\frac{\partial V_r}{\partial x} + V_r \frac{\partial \ln(x B_0^{-1} B_\varphi)}{\partial x} = -\delta \eta_T \alpha^2 R, \quad \text{где } x = r/R, B_0 - \text{мера напряженности поля, а } x B_0^{-1} B_\varphi = \frac{\alpha \tilde{A}(x, \theta)}{R \sin \theta}, \tilde{A} - \text{обезразмеренная функция потока. Решение уравнения:}$$

$$V_r(x, \theta) = \frac{1}{\tilde{A}} \left(C(\theta) \sin^2 \theta \cdot \cos \theta - \delta \eta_T \alpha^2 R \int_{0.7}^x \tilde{A} dx \right), \quad (7)$$

где $C(\theta)$ – некоторая функция угла, множитель $\sin^2 \theta \cos \theta$ выделен в ней для удобства. Первое слагаемое – скорость подъема поля V_ϕ в момент, когда нижний край слоя находится на дне КЗ, $r = 0.7R$. Слой пройдет КЗ за время:

$\tau = R \int_{0.7}^1 \tilde{A}(x, \theta) \left(C \sin^2 \theta \cdot \cos \theta - \delta \eta_T \alpha^2 R \int_{0.7}^x \tilde{A} dx \right)^{-1} dx$. Оценим τ для 2-й и 4-й гар-

моник, взяв их разность, чтобы уменьшить поле в высоких широтах и увеличить – в низких: $\tau = R \int_{0.7}^1 \frac{3S_2 - 2.5S_4(7 \cos^2 \theta - 3)}{C - \delta \eta_T \alpha^2 R \int_{0.7}^x (3S_2 - 2.5S_4(7 \cos^2 \theta - 3)) dx} dx$. Для угла

возьмем $\theta = 30^\circ$. Тогда: $\tau = 3R \int_{0.7}^1 \frac{S_2(x) - 1.875S_4(x)}{C - \delta \eta_T \alpha^2 3R \int_{0.7}^x (S_2 - 1.875S_4) dx} dx$. Численный

расчет дает длительность цикла равную 11 лет, при: $\delta = \frac{1}{6}$, $C = 7.82 \text{ cm/s}$.

Плюсы и минусы предлагаемой модели

На качественном уровне достаточно просто и наглядно описываются основные свойства СА: королевская зона пятнообразования, бабочки Маундера, асимметрия цикла пятен, правила Гневышева-Оля и Вальдмайера, переполюсовка магнитных полей; дается оценка длительности цикла, объясняется поворот солнечного диполя.

Но есть и очевидные трудности: мы не знаем напряженности магнитного поля, которое наматывается в основании ЛЗ и не можем сопоставить наблюдаемые магнитные поля с теми полями, которые участвуют в процессе их генерации вблизи ядра; не знаем, как поле в ЛЗ релаксирует к бессиловому состоянию и какие факторы определяют значение токового параметра α . Это – предмет будущих разработок. Пока нельзя считать предложенное описание СА альтернативой имеющимся динамо-теориям. Надеемся, что появление новых данных снимет остроту указанных проблем.

А.С. благодарит РФФИ за поддержку в рамках проекта 15-12-20001.

Литература

1. *Fossat, E., Boumier, P., Corbard, T. et al.* (всего 14 авторов), Asymptotic g modes: Evidence for a rapid rotation of the solar core. (2017) *A&A*, **604**, A40.
2. *Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu., Makarova V.V.* *Astron Let.* (2009) **35**, 564–571.
3. *Livshits L.M., Obridko V.N.* (2006) *Astron. Rep.* **50**, 926–935.
4. *Obridko V.N., Shelting B.D.* (2008) *Astron. Rep.* **52**, 676–679.
5. *Соловьёв А.А., Киричек Е.А.* Релаксационная модель глобального магнитного цикла на Солнце. СПб, ГАО РАН. Труды междунаро. конф. "Современные проблемы солнечной цикличности", 26–30 мая, (1997), с. 226–231
6. *Соловьёв А.А., Киричек Е.А.* Механизм вращения гелиосферы. М., ИЗМИРАН, Тезисы междунаро. конф. "Структура и динамика солн. короны", 4–8 октября (1999). С. 52.
7. *Соловьёв А.А., Киричек Е.А.* Диффузионная теория солнечного магнитного цикла (монография). Элиста–Санкт-Петербург, (2004), – 181 с.
8. *Kitchatinov, L.L., Rüdiger, G.* (2008). *Astron. Nachr.* **329**, 372–375.

АНАЛИЗ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ МОД МАГНИТНОГО ПОЛЯ ФАКЕЛЬНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НА СОЛНЦЕ

Стрекалова П.В.¹, Колотков Д.Ю.², Наговицын Ю.А.¹, Смирнова В.В.¹

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

²University of Warwick, Coventry, UK

ANALYSIS OF THE OSCILLATORY MODES OF THE MAGNETIC FIELD OF THE FACULAE FORMATIONS ON THE SUN

Strekalova P.V.¹, Smirnova V.V.¹, Kolotkov D.Y.², Nagovitsyn Y.A.¹

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, Saint Petersburg, Russia

²University of Warwick, Coventry, UK

According to the data on the magnetic field obtained on the SDO / HMI, the dynamics of long-lived small-scale magnetic structures associated with chromospheric flares is investigated. The aim of this work is to analyze the individual oscillatory modes for time series characterizing the change in the magnetic field of the facula formations.

В рамках исследования квазипериодических вариаций магнитного поля мелкомасштабных фотосферных структур на Солнце [1] был проведен анализ отдельных колебательных мод для временных рядов, характеризующих изменение магнитного поля указанных объектов. Целью работы являлось определение внутренних колебательных мод магнитного поля таких структур, оценка статистической значимости полученных мод, а также предложение возможной интерпретации значимых мод и отдельных шумовых компонент.

Для исследования были использованы магнитограммы, полученные SDO/HMI, с пространственным разрешением в 1" и временным разрешением 45 сек. Длина временных рядов была связана со временем квазистабильной фазы каждой выбранной структуры [2] и составляла от 7,5 до 19 часов. Диапазон абсолютных значений максимальной напряжённости магнитного поля для каждого объекта составлял 400–1100 Гс.

Для анализа временных рядов использовался метод Empirical Mode Decomposition [3, 4], в основе которого лежит разложение сигнала на эмпирические моды. Преимущество данного метода для анализа нестационарных и нелинейных колебаний состоит в его адаптивности и «естественности» полученных колебательных мод. Т.к. метод не имеет базиса разложения, он не вносит никаких искажений в исследуемый сигнал.

Далее полученные колебательные моды проверялись на принадлежность к цветным шумам, чья спектральная энергия распределена по степенному закону $S \sim 1/f^\alpha$ [5]. Где S – спектральная плотность мощности сигнала, а показатель степени α – параметр, определяющий цвет шума. Значе-

ние $\alpha = 0$ соответствует белому шуму, $\alpha = 1$ соответствует розовому шуму, $\alpha = 2$ – красному шуму.

В каждом случае для каждой полученной эмпирической моды были построены графики зависимости спектральной плотности мощности от среднего периода колебаний. Критерием для определения мод, принадлежащих к белому, красному или розовому шуму служил визуальный наклон спектра плотности распределения мощности, так как известно, что энергии E шумовых мод связаны с периодом P , как

$$E * P^{(1-\alpha)} = const.$$

Также моды, имеющие шумовую природу, имеют диадный характер, т.е. увеличение периода каждой последующей моды приблизительно в два раза [6]. Кроме того, амплитуды красного и розового шумов имеют нормальное распределение [7].

Было рассмотрено четыре случая, в которых выявлялось по одной значимой моде, лежащей выше верхней границы доверительных интервалов шумов.

В первом случае, рассмотренном ранее в [8], колебательные моды с 1 по 7 и с 9 по 11 попадали в доверительные интервалы белого и розового шумов, а значимая мода демонстрировала раскачку по периоду с 80 до 230 минут и росла по амплитуде на фоне падения магнитного поля. Во втором случае, представленном на рис. 1, значимая мода затухает с понижением периода с 80 до 30 минут, также на фоне падения магнитного поля. Природа таких колебаний может быть объяснена, например, собственными колебаниями магнитного поля или связана с потерей жёсткости системы.

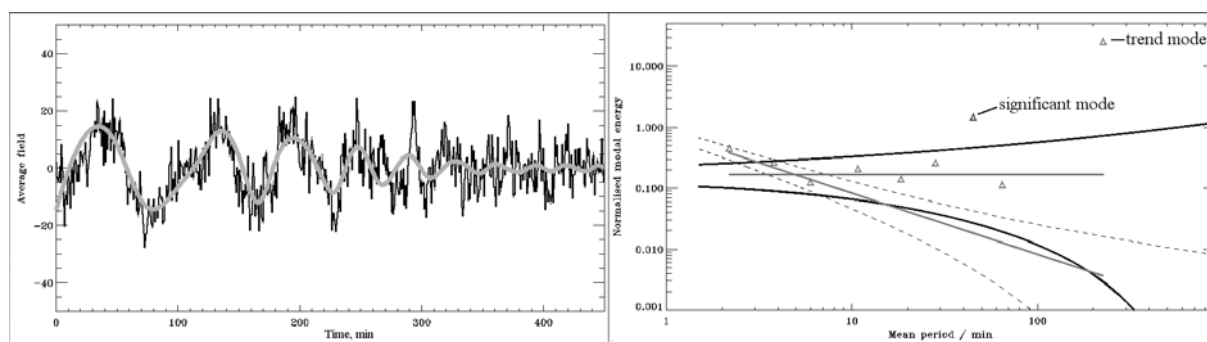


Рис. 1. Правая панель: Зависимость спектральной плотности мощности от среднего периода колебаний. Сплошные линии – границы доверительного интервала розового шума, пунктирные линии – красного шума. Левая панель: значимая мода на нормированном временном ряде напряжённости магнитного поля.

Третий случай выявил наличие красного шума в сигнале. А значимая мода имела пакетный характер, так называемый «wave train» с периодом 25 минут (рис. 2). Природа этой моды может быть обусловлена всплытием грануляции [9].

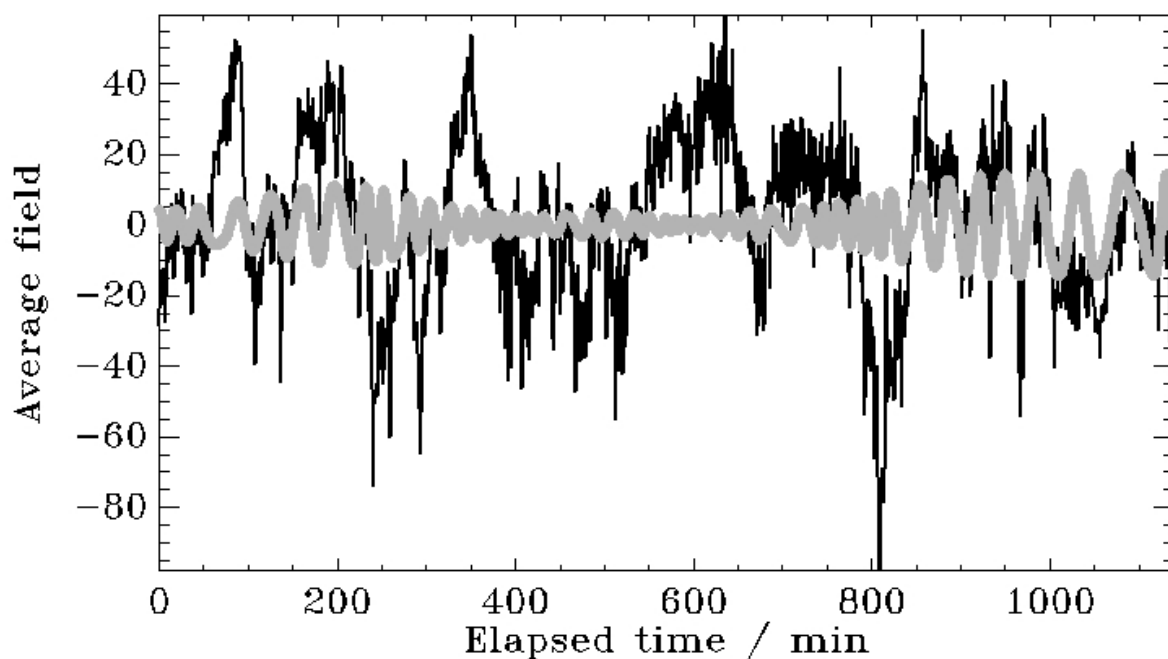


Рис. 2. Значимая мода на нормированном временном ряде напряжённости магнитного поля.

В четвёртом случае наблюдался такой же пакетный характер значимой моды, однако её период составлял 65 минут. Напряжённость магнитного поля при этом, в отличие от предыдущего случая, падала. Поэтому возможная интерпретация появления такой моды связана с потерей жёсткости системы, а также внешним воздействием или собственными колебаниями магнитного поля.

Литература

1. *Strekalova P.V., Nagovitsyn Y.A., Riehkainen A, Smirnova V.V.* Long-Period Variations in the Magnetic Field of Small-Scale Solar Structures // *Ge&A.*, 2016, V. 56, P. 1–8.
2. *Стрекалова П.В. и др.* Колебания и структурная эволюция мелкомасштабных магнитных образований на Солнце // *БШФФ, Труды*, 2017, с. 76–78.
3. *Huang N.E., Zheng S., Long S.R., and 7 co-authors.* The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // *Proc. R. Soc. L. Ser. A.* 1998. V. 454. P. 903–995.
4. *Nagovitsyn Y.A.* A nonlinear mathematical model for the solar cyclicity and prospects for reconstructing the solar activity in the past // *Astronomy Letters*, V. 23, Is. 6, Nov. 1997, 742–748 pp.
5. *Kolotkov, D.Y., Anfinogentov, S.A., & Nakariakov, V.M.* Empirical mode decomposition analysis of random processes in the solar atmosphere // *A&A*, 2016, V. 592, id.A153, 9 PP.
6. *Flandrin, P., Rilling, G., Goncalves, P.* Empirical Mode Decomposition as a Filter Bank // *IEEE Signal Processing Letters*, 2004, V. 11, Is. 2, 112–114 PP.
7. *Wu, Z., & Huang, N.E.* A study of the characteristics of white noise using the empirical mode decomposition method // *R. Soc. of Lond. Proc. Ser. A*, V. 460, Is. 2046, 1597–1611 PP.

8. *Kolotkov, D.Y.; Smirnova, V.V.; Strelakova, P.V.; Riehoainen, A.; Nakariakov, V.M.* Long-period quasi-periodic oscillations of a small-scale magnetic structure on the Sun // *A & A*, 2017, V. 598, id.L2, 4 PP.
9. *Martínez González, M.J., Asensio Ramos, A., Manso Sainz, R. and 7 co-authors.* Unnoticed Magnetic Field Oscillations in the Very Quiet Sun Revealed by SUNRISE/IMaX // *A. J. Letters*, V. 730, Is. 2, id. L37, 5 PP.

РАДИАЦИОННЫЕ УСЛОВИЯ ВБЛИЗИ ЭКЗОПЛАНЕТ СИСТЕМЫ TRAPPIST-1

Струминский А.Б., Садовский А.М., Жарикова М.С.

Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

RADIATION CONDITIONS NEAR EXOPLANETS OF TRAPPIST-1 SYSTEM

Struminsky A.B., Sadovski A.M., Zharikova M.S.

Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Stellar and galactic cosmic rays (SCR and GCR) are main factors determining radiation conditions near exoplanets. GCR spector and its time variations are determined by modulation in stellar sphere – parameters of stellar wind and local interstellar environment. Estimations of velocity and density of hot solar wind in Parker model shows changes of them at times when the magnetic field according to observations can differ by one or two orders of magnitude. As a result of GCR modulation near exoplanets near the star with strong magnetic field GCR will be practically absent. Radiation conditions in this case will be determined by SCR – stellar activity, flares energy and exoplanet orbit parameters. Here we present our estimates for fluxes of GCR and SCR for some exoplanets of Trappist-1 from the Parker model, taking into account the available data on stellar magnetic field and activity.

1. Введение

Недавно было открыто семь планет у звезды Trappist-1, три из которых потенциально пригодны для жизни. [6]. Это делает систему интересной для исследования физичеких условий вблизи экзопланет. Мы рассмотрим радиационные условия для крайних планет зоны обитания d и f.

Trappist-1 – карлик (M8V) расположенный в 12 парсеках от Солнца с массой $M \sim 0.08M_{\odot}$ и радиусом $R \sim 0.114R_{\odot}$, с очень коротким периодом обращения $P_{\text{rot}} = 3.3$ дня [12], имеющий 7 экзопланет, вращающихся вокруг него на расстоянии 0.01–0.063 а.е. с периодом обращения от 1.5 до 20 дней. Наблюдения XMM Newton подтвердили наличие горячей короны $L_x/L_{\text{bol}} = 2-4 \times 10^{-4}$ [13], что дает основания предполагать, что звездный ветер подобен солнечному. Температура фотосферы ~ 2560 К. Trappist-1 слишком слабый источник, чтобы получить магнитные карты современными инструментами, но измерена средняя величина магнитного поля 600 G [5].

2. Оценки скорости звездного ветра и модуляции ГКЛ

Для оценок параметров звездного ветра будем использовать модель Паркера [8], которая была применена для ветра Проксимы Центавра [9]. Из модели [9], оценим максимальную корональную температуру, скорость звука, скорость звездного ветра, радиус первого витка Паркеровской спирали, размер астросферы (табл. 1).

Таблица 1.

T, МК	Q, эрг/с	n, см ⁻³	u _{cr} , км/с	r _{cr} /R _{Tr}	V _{sw} , км/с	r _{park} , а.е.	R _{as} а.е.
1.6	-7×10 ²⁶	4652	160	2.5	450	0,85	157
3.8	-1,8×10 ²⁸	4155	250	1	1047	2	627

Принимая магнитное поле Трапписты 600 Гаусс, скорость звездного ветра V_{sw}, можем посчитать отношение интенсивности космических лучей в модуляционной сфере к плотности ГКЛ лучей как это было сделано в статье о Проксиме Центавра [9].

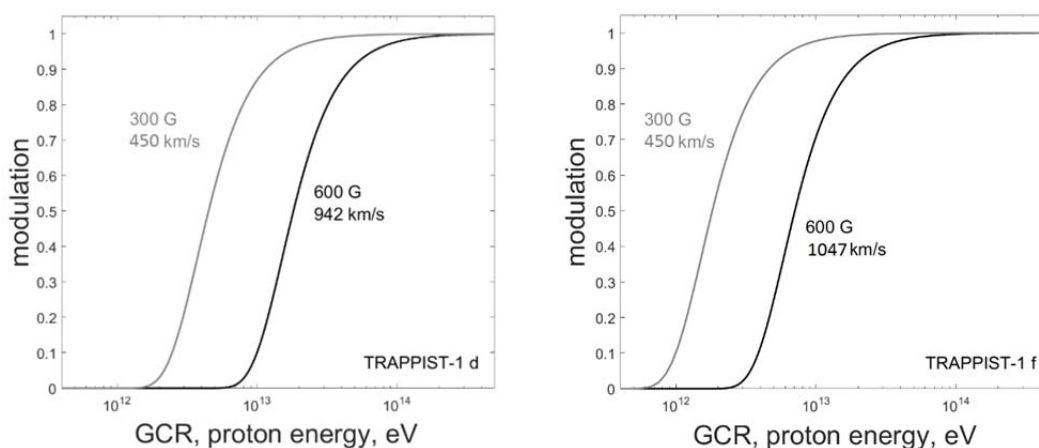


Рис. 1. Модуляция интенсивности ГКЛ вблизи планет d и f.

Радиус спирали Паркера для Трапписты порядка 1–2 а.е., и для этого расстояния магнитное поле будет примерно постоянным, так для оценки возьмем r₁ – r₂ = 1 а.е. (рис. 1). Заметим, что протоны ГКЛ энергиями до 1 ТэВ будут уноситься звездным ветром и не достигнут планет.

3. Звездные космические лучи

Считаем, что для существования активной короны необходимы петли. Минимальное магнитное поле для формирования петли на уровне фотосферы определяется из условия $B_0^2/8\pi = nkT = Gm_p M H/R^2$. Предполагая, что характерный масштаб равен длине свободного пробега $H = (n\sigma_T)^{-1}$ (где σ_T – Томпсоновское сечение рассеяния), получаем:

$$B_0 = \frac{1}{R} \left(\frac{8\pi GmM}{\sigma_T} \right)^{1/2} = 3000 \text{ G}.$$

Оценим максимальную энергию, до которой ускоряются протоны в типичной активной области $L = \alpha R = \alpha 8.5 \cdot 10^9 \text{ см}$, $B = \beta B_0 = 3000 \cdot \beta \text{ G}$, $V = 100 \text{ км/с}$ и $E = VB/c = \beta \times 1 \text{ CGSE}$, $U_{max} = \alpha eER = 3000 \alpha \beta \text{ GeV}$. [2]

Таким образом, максимальная энергия КЛ Трапписты как минимум на два порядка меньше минимальной энергии промодулированных ГКЛ, т.е. для Trappist-1 спектры ГКЛ и ЗКЛ не будут накладываться друг на друга.

Оценим энергию вспышек как $E_{fl} = B^2 L^3 / 8\pi$, $E_{fl} = 2.2 \times 10^{35} \alpha^3 \beta^2$ эрг, тогда 10^{33} эрг вполне обоснованная величина. По наблюдениям, частота вспышек с такой энергией $f = 1.2 \times 10^{-7}$ сек⁻¹ [12]. Предполагая, что 10% всей вспышечной энергии идет на ускорение протонов, оценим их число и скорость генерации (табл. 2). Плотности ЗКЛ в первом витке спирали Паркера и потоки протонов ЗКЛ на орбитах планет представлены в табл. 3.

Таблица 2.

Energy, МэВ	N, протон	fN, протон/с
30	$2,6 \times 10^{36}$	$3,2 \times 10^{29}$
200	4×10^{35}	$3,3 \times 10^{28}$

Таблица 3.

Energy, МэВ	n, протон/см ³		nV _{sw} /(2π), протон/(см ² с ср)	
	r _{park} = 0,85 а.е.	r _{park} = 2 а.е.	V _{sw} = 450 км/с	V _{sw} = 1040 км/с
30	$2,9 \times 10^{-4}$	$2,3 \times 10^{-5}$	2094	388
200	$4,5 \times 10^{-5}$	$3,5 \times 10^{-6}$	322	60

При таких сильных магнитных полях в звездном ветре диффузия слаба и главную роль в процессе переноса ЗКЛ будет играть конвекция. Характерное время $\tau = r/V = 2$ часа для $V_{sw} = 420$ км/с ($\tau = 2,7$ часа для $V_{sw} = 860$ км/с). Считая, что все ускоренные протоны распространяются в угле 60×60 градусов, можем посчитать флюенс $F = 9N/\pi r^2$ и интенсивность $j_{max} = F/(2\pi\tau)$ (табл. 4).

Таблица 4.

		N, протонов	F, см ⁻²	j _{max} , (см ² с ср) ⁻¹
d	30 MeV	$2,6 \times 10^{36}$	$4,5 \times 10^{13}$	$8,7 \times 10^8$
	200 MeV	4×10^{35}	7×10^{12}	$1,2 \times 10^8$
f	30 MeV	$2,6 \times 10^{36}$	$2,4 \times 10^{13}$	$3,3 \times 10^8$
	200 MeV	4×10^{35}	$3,7 \times 10^{12}$	5×10^7

Динамика интенсивности ЗКЛ будет определяться радиальным распространением звездного ветра, т.к. 1/6 периода вращения Траппист-1 будет составлять 13.2 часов. Полученные флюенсы должны в 2–3 раза превышать флюенсы, полученные для земного события 775 года.

4. Выводы

Космические лучи являются важным фактором космической погоды, определяющим радиационные условия вблизи планеты. Мы оценили параметры звездного ветра, основываясь на модели Паркера, возможные потоки ГКЛ и флюенсы ЗКЛ, основываясь на доступных данных по активности и магнитном поле звезды Trappist-1.

Простая модель, разработанная для Солнца в 50-е – 60-е годы, дает обоснованные результаты для параметров звездного ветра и условий на орбитах планет. Полученные результаты показывают, что ГКЛ будут отсутствовать вплоть до энергий в 1 ТэВ благодаря модуляции звездным ветром. Звездные космические лучи будут ускоряться в звездных вспышках до десятков ГэВ и выноситься ветром за пределы звездной сферы. Частота вспышек на Trappist-1 и их энергия позволяет считать, что вспышки способны поддерживать интенсивность КЛ малых энергий на постоянном уровне в звездной сфере. Максимальные интенсивности протонов в зоне обитания Trappist-1 ожидаются 3–4 порядка больше, чем в солнечных событиях.

Благодарности

Работа частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00328 и программой П1.7 РАН.

Литература

1. *Atri, D.* Strategies for Detecting Radiolysis-Powered Ecosystems Beyond Earth // 2017, MNRAS, 465, L34
2. *Balona L.A.* VizieR Online Data Catalog: Flare stars across the H-R diagram //2015, MNRAS.447.2714B
3. *Cohen, O., Drake, J. J., and Kota J.* The Cosmic-Ray Intensity near the Archean Earth // 2012, ApJ, 760, 85
4. *Frier P.S. and Webber W.R.* Exponential rigidity spectrums for solar-flare cosmic rays // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. № 6. P. 1605.
5. *Garraffo, Cecilia; Drake, Jeremy J.; Cohen, Ofer; Alvarado-Gómez, Julian D.; Moschou, Sofia P.* The Threatening Magnetic and Plasma Environment of the TRAPPIST-1 Planets // 2017. ApJ. 843L.33G
6. *Gillon, Michaël at al.,* Seven temperate terrestrial planets around the nearby ultracool dwarf star TRAPPIST-1 // 2017, Nature, Volume 542, Issue 7642, pp. 456–460
7. *Grißmeier, J.-M., Tabataba-Vakili, F., Stadelmann, A., Grenfell, J. L., Atri, D.* Galactic cosmic rays on extrasolar Earth-like planets. I. Cosmic ray flux // 2015, A&A, 581, A44
8. *Parker, E.N.* Cosmic-Ray Modulation by Solar Wind // 1958, PhRev, vol. 110, Issue 6, p. 1445
9. *Struminsky, Alexei; Sadovski, Andrei; Belov, Anatoly.* Cosmic Rays near Proxima Centauri b 2017arXiv170406168S
10. *Scherer, K., Fichtner, H., Stawicki, O.* Shielded by the wind: the influence of the interstellar medium on the environment of Earth // 2002, J. of Atm.& Solar-Ter. Phys., 64, 795
11. *Tabataba-Vakili, F., Grenfell, J. L., Grißmeier, J.-M., Rauer, H.* Atmospheric effects of stellar cosmic rays on Earth-like exoplanets orbiting M-dwarfs // 2016, A&A, 585, A96
12. *Vida, K.; Kővári, Zs.; Pál, A.; Oláh, K.; Kriskovics, L.* Frequent Flaring in the TRAPPIST-1 System—Unsuited for Life? // 2017, ApJ, Vol. 841, Issue 2, article id. 124, 6 pp.
13. *Wheatley, Peter J.; Louden, Tom; Bourrier, Vincent; Ehrenreich, David; Gillon, Michaël* Strong XUV irradiation of the Earth-sized exoplanets orbiting the ultracool dwarf TRAPPIST-1 // 2017. MNRAS. 465L. 74W

РЕКОНСТРУКЦИЯ СТРУКТУР С ОТКРЫТОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В СТОЛЕТНЕМ ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.

*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН
Калмыцкий государственный университет, Элиста*

RECONSTRUCTION OF STRUCTURES WITH OPEN MAGNETIC FLUX OF THE SUN IN THE CENTURY ACTIVITY CYCLE

Tlatov A.G.

*Kislovodsk Mountain Astronomical Station
Kalmyk State University, Elista*

Reconstruction of regions with an open configuration of magnetic lines of force was carried out according to synoptic H-alpha maps over a period of more than 100 years. It is shown that the maximum area of the open magnetic flux structures is reached in the decay phase, 1–2 years before the minimum of activity. The total area of open structures in the current cycle n has a high correlation ($R \sim 0.9$) with the amplitude of the subsequent cycle of activity $n + 1$. Also there is an age-old envelope of the area with a maximum in the middle of the 20th century.

Введение

“Открытый” магнитный поток – это часть магнитного поля Солнца (ОМП), которая простирается в гелиосферу и становится межпланетным магнитным полем (ММП). Открытые поля играют большую роль в гелиофизике как основной фактор геомагнитной активности.

Измерения Ulysses показали, что величина радиального ММП почти не зависит от гелиографической широты [1, 2] вследствие того, что токи в гелиосфере в основном текут в гелиосферном токовом слое (HCS), и поэтому потенциально везде, кроме этой области. Следствием этих измерений появился вывод о том, что открытый магнитный поток Солнца можно оценить из измерений радиального ММП в каком-либо одном месте, например, на орбите Земли [3]. Исторические наблюдения геомагнитной активности могут быть использованы для выявления долговременных вариаций открытого потока и параметров солнечного ветра на орбите Земли, таких как интенсивность межпланетного магнитного поля и скорость солнечного ветра [4].

Для долговременных реконструкций геомагнитной активности используются более длительные ряды активности солнечных пятен. Эти реконструкции основываются на близком поведении геомагнитных индексов и солнечных пятен в 100-летних циклах, при достаточно большом усреднении по времени большем, чем длительность 11-летних циклов активно-

сти. Однако ключевое различие между вариацией солнечных пятен и значениями геомагнитных индексов (например, aa), состоит в том, что индексы активности солнечных пятен в минимумах активности стремятся к нулю, в то время как геомагнитные индексы имеют долговременный тренд.

Попытка моделировать открытый поток на основе данных солнечных пятен RGO дает довольно плохие результаты. Моделируемый открытый поток сдвигается назад во времени, а минимумы открытых потоков слишком низки по сравнению с восстановленными значениями ММП. В идеале для моделирования ОМП необходимо знание магнитного поля по диску Солнца, но надежные магнитографические наблюдения начались после 1975 г., и, следовательно, после роста геомагнитных индексов в период 1900–1950 гг. Поэтому вопрос о причине долговременных трендов геомагнитных индексов остается открытым.

Данные и результаты

В данной работе для объяснения долговременного тренда геомагнитных индексов были использованы данные о полярности крупномасштабного магнитного поля, полученные из наблюдений хромосферы в линии H-альфа. Эти данные охватывают период 1887–2016 гг. и были реконструированы различными авторами: 1887–1915 – Васильева; 1915–1964 – Макаров; 1964–1979 – McIntosh; 1979–2017 – данные Кисловодской станции (Фатьянов).

Корональные дыры мы рассчитывали по модели с поверхностью источника (PFSS) при $R_s = 2.5R_\odot$. Методика расчета описана в работе [5]. В модель PFSS не входят выбросы корональной массы (СМЕ), которые уносят магнитное поле от Солнца в межпланетное пространство, и чаще встречаются во время максимума активности.

На рис. 1 представлены площади КД, восстановленные по данным синоптических H-альфа карт, в сравнение с aa-индексом и индексом активности солнечных пятен. Площадь рассчитанных КД показывает 11-летнюю цикличность с максимумом амплитуды в эпоху минимумов циклов активности. Также существует долговременный тренд, который показывает рост в период 1900–1950 гг. Таким образом, из данных прямых наблюдений удалось объяснить причину долговременного роста “основания” (“floor”) индекса геомагнитной активности. Рост связан с реорганизацией топологии крупномасштабного магнитного поля Солнца и ростом площади КД.

Максимум площади КД достигается на фазе спада солнечной активности. Из рис. 1 видно, что максимальные площади КД встречались перед 19-м циклом активности. Мы можем сопоставить площадь вычисленных КД с амплитудой следующего цикла активности солнечных пятен. На рис. 2 представлено соотношение между этими двумя параметрами. Здесь площадь КД бралась сглаженной скользящим окном в 27 кэррингтонов-

ским оборотам. Можно отметить хорошее согласие и достаточно высокий $R = 0.81$ коэффициент корреляции.

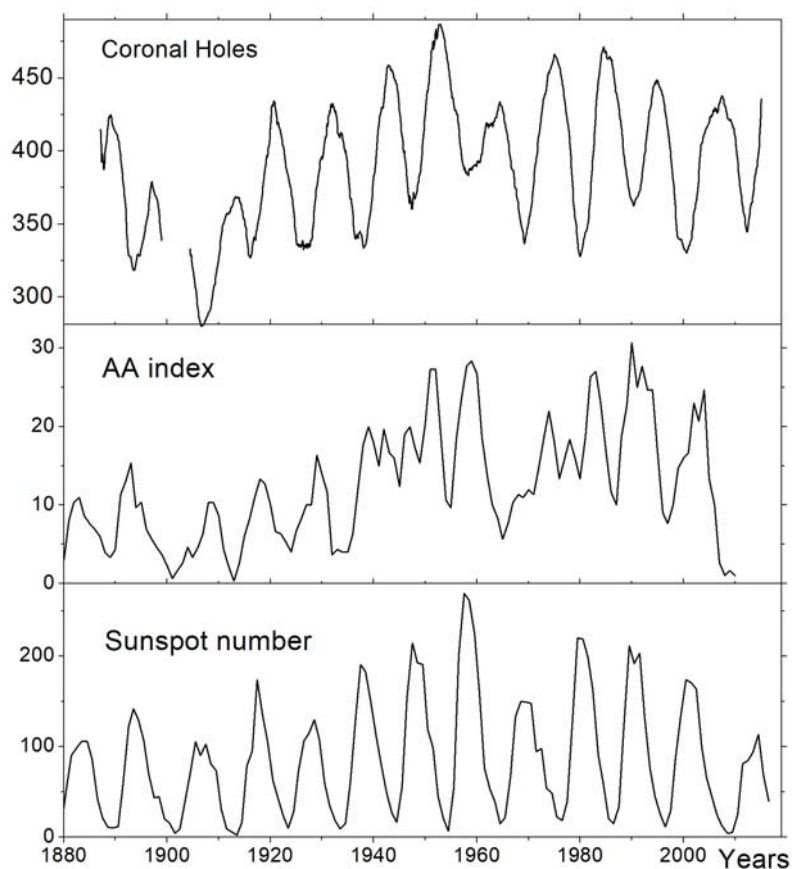


Рис. 1. Площадь КД, восстановленные по данным синоптических H-альфа карт в единицах 10^{-3} полушария в сравнении с aa-индексом и индексом активности солнечных пятен.

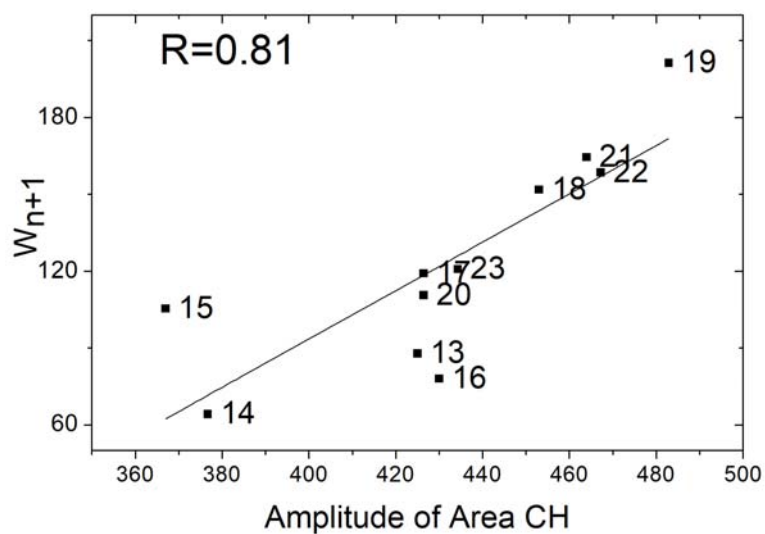


Рис. 2. Связь между амплитудой площади рассчитанных КД в единицах 10^{-3} полушария и амплитудой следующего цикла активности.

В 1966 г. А.И. Оль [6] нашел связь между рекуррентными геомагнитными бурями и индексом активности солнечных пятен в следующем цикле активности. Он высказал предположение, что эта связь обеспечивается «призраками» униполярных магнитных областей. Эта гипотеза опередила свое время, поскольку открытие КД и их связь с униполярными магнитными областями были сделаны позже, во время полета обсерватории Скайлаб. В настоящее время известно, что рекуррентные геомагнитные бури порождаются источниками открытых магнитных полей на Солнце, корональными дырами.

Поэтому полученный нами результат связи между амплитудой площадью КД и мощностью последующего цикла активности, подтверждает гипотезу Оля, и мы можем использовать для прогнозов циклов активности не только геомагнитные индексы, но и площадь КД.

Выводы

Выполненная реконструкция источников открытого магнитного потока по данным Н-альфа карт позволила объяснить рост медленноменяющейся компоненты геомагнитных индексов в период первой половины 20-го века. Также установлена связь между площадью КД и амплитудой последующего цикла активности.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФ №15-12-20001.

Литература

1. *Smith, E.J., & Balogh, A. // GeoRL, 22, 3317, 1995.*
2. *Smith, E.J., & Balogh, A. // GeoRL, 35, L22103, 2008.*
3. *Owens, M.J., Arge, C.N., Crooker, N.U., Schwadron, N.A., & Horbury, T.S. // JGRA, 113, A12103, 2008.*
4. *Lockwood, M., Stamper, R. and Wild, M.N. // Nature, 399, 437–439, 1999.*
5. *Tlatov A.G., Pashchenko M.P., Ponyavin D.I., Svidskii P.M., Peshchero V.S. and Demidov M.L. // Ge&Ae, 2016, V. 56, No. 8, 969.*
6. *Оль, А.И. // бюлл. Солн. Данн., 1966, № 12, с. 84–85.*

РЕКОНСТРУКЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ПРОГНОЗ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.^{1,2}, Арабаджян Д.К.¹

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста*

RECONSTRUCTION OF SOLAR WIND PARAMETERS AND FORECAST OF GEOMAGNETIC ACTIVITY

Tlatov A.G.^{1,2}, Arabadzian D. K.

¹*Kislovodsk Mountain Astronomical Station*

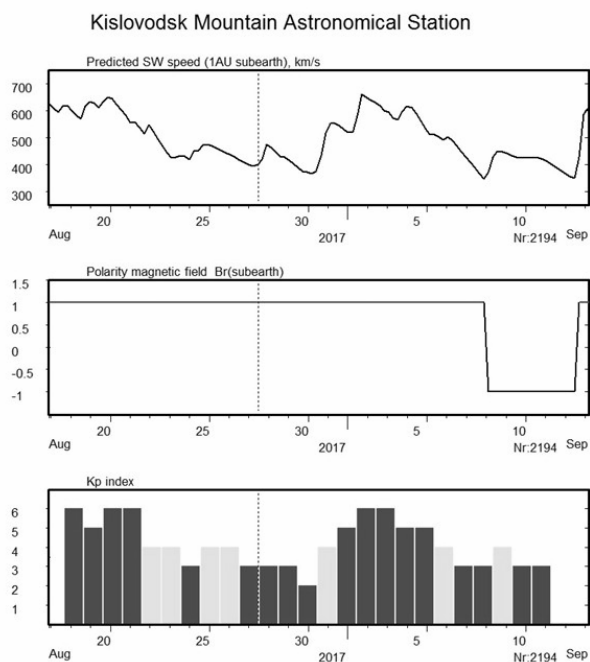
²*Kalmyk State University, Elista*

In this paper, we consider the results of modeling and forecasting the parameters of the solar wind and Kp index from observations at the Kislovodsk Astronomical Station. At the first stage, the "background" solar wind parameters in the heliosphere are calculated based on the Wang-Sheley-Argge model and the ballistic model of the solar wind propagation from the source surface. At the second stage, it is necessary to take into account the coronal mass ejections and calculate their passage to the Earth's orbit.

Введение

В настоящее время одной из наиболее актуальных задач в исследовании солнечно-земных связей является изучение и прогноз космической погоды (КП), вызываемой солнечной активностью. Одним из основных факторов космической погоды являются высокоскоростные потоки солнечного ветра, от источников с открытой конфигурацией магнитных силовых линий. Оценка этих потоков, а также прогноз их интенсивности на несколько дней является предметом службы КП. Второй составляющей прогноза КП является учет вспышечных процессов и КВМ. Определение “фоновых” параметров межпланетной плазмы является отправной точкой для моделирования распространения корональных выбросов массы. При спорадических всплесках солнечной активности с КВМ плазма выброса встречает на своем пути и взаимодействует с плазмой фонового солнечного ветра, так что распространение и в этом случае зависит от фонового состояния межпланетной среды, которое необходимо учитывать при моделировании возмущения.

В данной работе представлены результаты реконструкции параметров солнечного ветра по данным наблюдений магнитографа СТОП. Приводится сравнение с данными прогнозов скорости солнечного ветра по данным наблюдений других магнитографов. Показано, что данные прогноза СТОП имеют существенно более высокую корреляцию с наблюдениями СВ, чем прогноз по данным других обсерваторий. На основе прогноза параметров солнечного ветра на орбите Земли предложен также прогноз геомагнитной активности.



Created 2017.08.27

Рис. 1. Пример оперативных расчетов фотосферного магнитного поля (верхняя панель), положение структур открытого магнитного поля или рассчитанных КД, скорость солнечного ветра на поверхности источника и полярности магнитного поля на поверхности источника (средняя панель) и индекс геомагнитных возмущений Кр (нижняя панель) по данным Кисловодска.

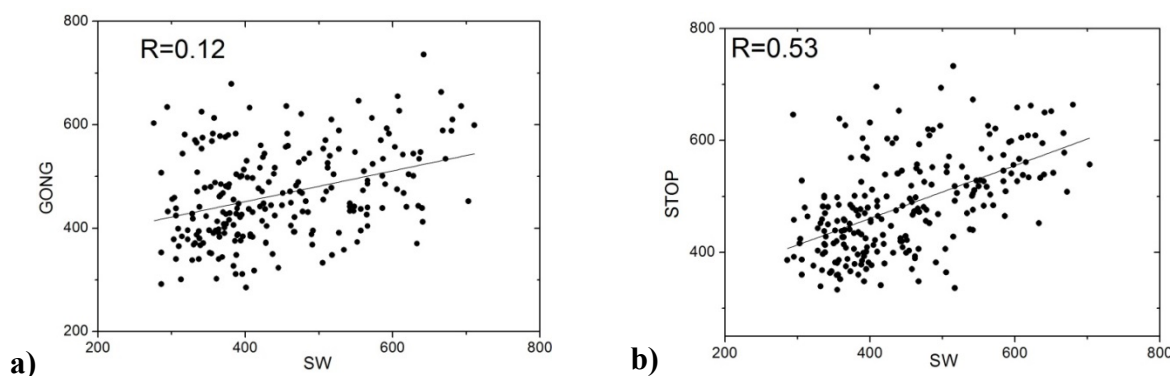


Рис. 2. Сравнение прогнозных среднесуточных значений скорости солнечного ветра в 2016 г. в км/с с данными наблюдений спутника ACE по данным наблюдений телескопов магнитографов **a)** GONG; **b)** СТОП. Представлены коэффициенты корреляции.

Моделирование скорости СВ и геомагнитных возмущений рекуррентных потоков

Скорость солнечного ветра во время своего путешествия в гелиосфере зависит от динамических процессов. В упрощенном подходе предполагается, что плазма распространяется в радиальном направлении в объеме, вращающимся со скоростью вращения Солнца, и скорость СВ остается постоянной, за исключением, случаев, когда происходит взаимодействие быстрых и медленных потоков. Для магнитного поля мы считаем, что оно переносится вмороженным в плазму. Следовательно, полярность ММП определяется исключительно ориентацией магнитного поля в области истечения солнечного ветра.

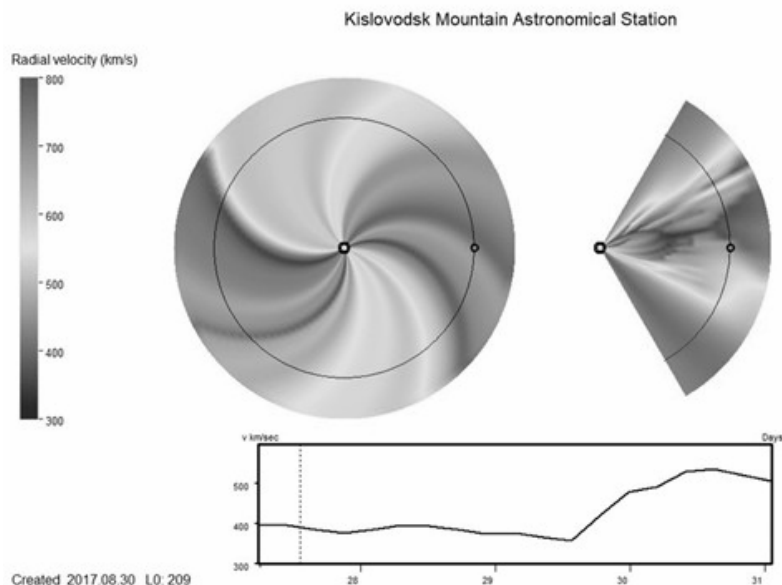


Рис. 3. Карты и анимация 3-мерного распространения скорости солнечного ветра в гелиосфере по данным наблюдений телескопа СТОП. В центре расположено Солнце, показана орбита Земли. Внизу панель изменений скорости во времени.

На основе данных наблюдений магнитографа СТОП осуществляется моделирование скорости СВ. Расчет осуществляется на основе модели Wang-Sheley-Argе [1]. В этой модели считается, что на расстояниях до поверхности источника ($R_s \sim 2.5R_\odot$) скорость солнечного ветра определяется фактором расширения магнитного поля. Выше R_s , солнечный ветер распространяется радиально. При этом быстрые и медленные потоки могут взаимодействовать между собой. Для оценки скорости СВ используется фактор расширения магнитного поля $f_s = (R_\odot / R_s)^2 [B^P(R_\odot) / B^P(R_s)]$, который определяется в каждой точке P поверхности источника при сравнении вычисленной интенсивности $B^P(R_s)$ с ассоциированным значением на фотосфере $B^P(R_\odot)$, получаемый при движении вдоль силовой линии.

Пример прогноза для скорости, полярности межпланетного магнитного поля и геомагнитных индексов приведен на рис. 1. Он демонстрирует выходные данные для прогнозирования космической погоды, которые мы можем осуществлять по наблюдениям телескопа СТОП, в режиме близком к реальному времени. Для определения значений индекса Kp мы используем соотношение $Kp = (V - 330) / 8.44$ [2].

Различные исходные данные наблюдений могут давать различные экстраполяции корональных структур на фотосфере и поверхности источника, а также влиять на результаты вблизи Земли. Мы выполнили сравнение прогнозов по данным американских магнитографов и прогнозом по данным магнитографа СТОП в 2016. Данные прогноза СВ магнитографов GONG, SOLIS, WSO брались с сайта NOAA/SWPC <http://legacy-www.swpc.noaa.gov/ws/>. Эти данные оцифровывались и далее сравнивались с наблюдаемыми скоростями солнечного ветра по данным спутника

АСЕ. Результат оказался довольно неожиданным (рис. 2). Прогноз скорости солнечного ветра с суточным усреднением по данным зарубежных обсерваторий имеет достаточно низкую корреляцию с наблюдаемыми значениями $R \sim 0.12 \div 0.16$. Достоверность прогноза по данным телескопа магнитографа СТОП оказалась гораздо выше $R = 0.53$. Следует учитывать, что данные включали и дни возмущений корональными выбросами массы.

На следующем этапе данные оперативных наблюдений должны быть включены в модели распространения корональных выбросов массы от Солнца в межпланетном пространстве до орбиты Земли, получен прогноз и доведен до потребителя. Для модели прогнозирования времени прихода СМЕ используются разные типы моделей: эмпирические модели, модели определения скорости расширения, модели на основе сопротивления солнечного ветра (drag-based), модели на основе физики и МГД модели. В настоящее время наиболее широко используется глобальная модель 3d МГД WSA-ENLIL, которая основана на эмпирической модели WSA для описания фоновой плазмы солнечного ветра и магнитного поля, в которое может быть включены КВМ [3].

Систему уравнений 3-мерной магнитной газодинамики в сферических координатах можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_\phi) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_r) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r^2) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_r v_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_r v_\phi) &= \frac{\rho v_\theta^2 + \rho v_\phi^2}{r} - \frac{\partial P}{\partial r} - \frac{\rho GM}{r^2} + \\ B_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_r}{\mu} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{B_r B_\theta}{\mu} \right) + B_\phi \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{B_r}{\mu} \right) - \frac{B_\theta^2 + B_\phi^2}{\mu r} & \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_\theta) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r v_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\theta^2) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_\theta v_\phi) &= -\frac{\rho v_r v_\theta}{r} + \frac{\rho v_\phi^2 \cot \theta}{r} - \frac{\partial P}{r \partial \theta} + \\ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2 B_r B_\theta}{\mu} \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{\sin \theta \cdot B_\theta^2}{\mu} \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{B_r B_\phi}{\mu} \right) + \frac{B_r B_\theta}{\mu r} - \frac{\cot \theta \cdot B_\phi^2}{\mu r} & \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho v_\phi) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho v_r v_\phi) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho v_\theta v_\phi) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho v_\phi^2) &= -\frac{\rho v_r v_\phi}{r} - \frac{\rho v_\theta v_\phi \cot \theta}{r} - \frac{\partial P}{r \partial \phi} + \\ B_r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{B_\phi}{\mu} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{r^2 B_r B_\phi}{\mu} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{B_\theta B_\phi}{\mu} \right) + \frac{B_\phi}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} \left(\frac{B_\theta}{\mu} \right) + \frac{B_r B_\phi}{\mu r} + \frac{\cot \theta \cdot B_\theta B_\phi}{\mu r} & \end{aligned}$$

Energy

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (U) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \rho U v_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \rho U v_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho U v_\phi) &= \\ + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 P v_r) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta P U v_\theta) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (\rho P v_\phi) - \frac{\rho v_r GM}{r^2} & \end{aligned}$$

induction

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B_r \sin \theta) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (v_\phi B_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta v_r B_\theta) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (v_r B_\phi)$$

$$\frac{\partial B_\theta}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r B_\theta) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (v_\phi B_\theta) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (r v_\theta B_r) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} (v_\theta B_\phi)$$

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_r B_\phi) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\theta B_\phi) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\phi B_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (v_\phi B_\theta)$$

$$U = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho (V_r^2 + V_\theta^2 + V_\phi^2) + \frac{B_r^2 + B_\theta^2 + B_\phi^2}{2\mu}$$

Для ее численного решения мы выбрали метод крупных частиц с переменным шагом [4]. На рис. 4 представлено решение для тестовой задачи одномерной задачи с изменением параметров по радиусу. При расчетах рассматривались скачок давления, затем рассчитывалось распространение ударной волны через различные промежутки времени.

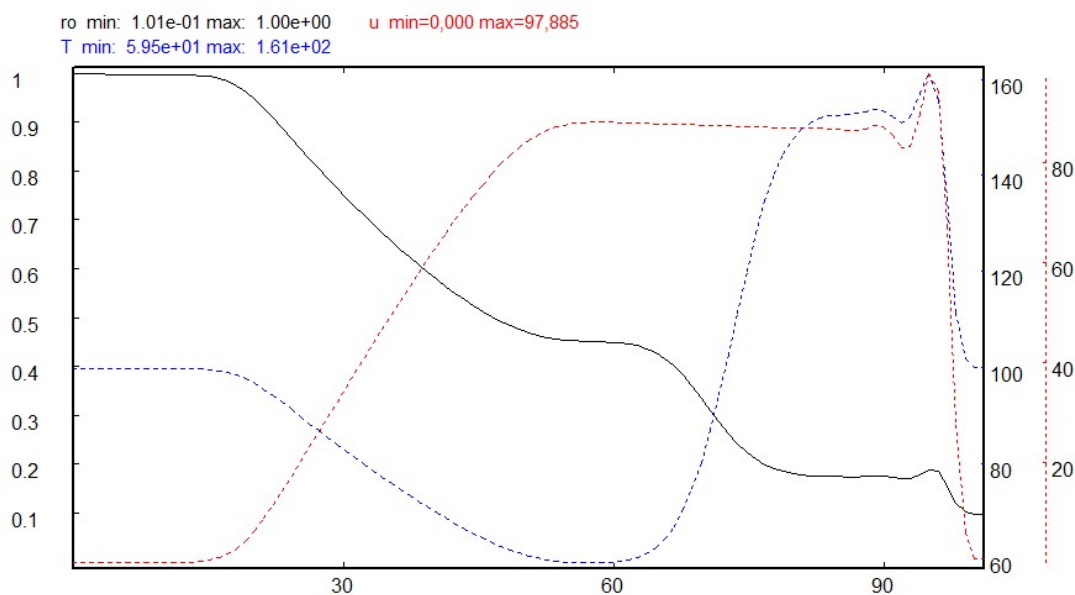


Рис. 4. Пример тестового расчета скачка давления методом крупных частиц в сферической геометрии.

На рис. 5 представлен пример тестового расчета эволюции скачка давления в 3-мерной геометрии с учетом внешнего магнитного поля.

Другим подходом в решении задачи прогноза распространения КВМ могут модели, основанные на предположении, что вне определенного гелиоцентрического расстояния распространение КВМ регулируется исключительно его взаимодействием с окружающим солнечным ветром, т. е. что

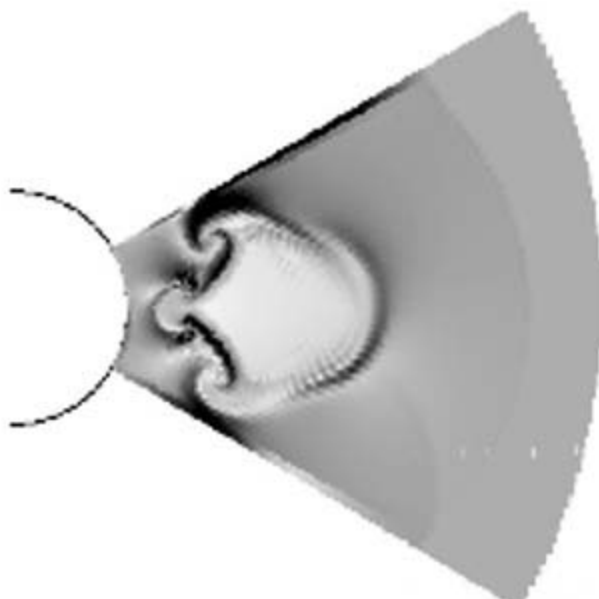


Рис. 5. Пример результатов тестового расчета эволюции области повышенного давления в 3-х мерной сферической геометрии с учетом магнитного поля.

ускорение/замедление КВМ может быть выражено через магнитогидродинамический (МГД) аналог аэродинамическое сопротивление [5].

В настоящее время на ГАС идет отладка моделей распространения КВМ, с фоновыми условиями, рассчитанными по модели WSA.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ №15-02-03900 и проекта РНФ №15-12-20001.

Литература

1. *Arge, C.N., Luhmann, J.G., Odstrčil, D., Schrijver, C.J., Li, Y.J.* // *Atmos. Solar-Terr. Phys.* 66, 1295, 2004.
2. *Hargreaves J.K.* The solar-terrestrial environment. Cambridge University Press. Pp. 420, 1995.
3. *Odstrčil, D.* // *Advances in Space Research*, V. 32, p. 497–506, 2003.
4. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. – М.: Наука, 1982. 370 с.
5. *Vršnak and T. Žic.* // *Astron. Astrophys.*, 472:937–943, 2007.

РЕКОНСТРУКЦИЯ СТОЛЕТНИХ РЯДОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Тлатова К.А.¹, Васильева В.В.¹, Скорбеж Н.Н.¹, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

²*КалмГУ, Элиста*

RECONSTRUCTION CENTENARIAN SERIES OF SOLAR ACTIVITY

Tlatova K.A.¹, Vasilyeva V.V.¹, Skorbezh N.N.¹, Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory*

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

Digitization of data covering a period of more than 100 years, consisting of the characteristics of individual sunspots, umbra, filaments, plages and prominences is carried out. A database of vector boundaries and photometric properties of objects was created.

Based on the obtained data, the characteristics of individual types of solar activity were determined. And also an interactive atlas of solar activity was created, which presents daily and synoptic maps of solar activity, the characteristics of individual elements and summary indices of solar activity. The indices of solar activity were reconstructed and the analysis was carried out.

Введение

Существует два вида долговременных рядов данных: табличные базы данных и фотографические архивы. Долговременные табличные базы данных доступны за достаточно большой период времени, к примеру, индексы солнечных пятен (числа Вольфа) с 1818, площадь солнечных пятен с 1874, полярные факелы с 1874, положение солнечных волокон с 1919, характеристики протуберанцев с 1919 и другие [1]. Однако все эти ряды не однородны и имеют ограниченный набор характеристик.

Фотографические архивы в свою очередь могут нести намного больше информации, чем табличные данные. С помощью фотографических архивов можно просматривать формы и извлекать площади, длины, положения и другие характеристики элементов солнечной активности. Это является немаловажным фактором, так как раньше, например, при измерении площадей солнечных пятен использовали заготовленные шаблоны (трафареты), что мешало определить реальную площадь. Однако на сегодняшний день существует большое количество долговременных фотографических архивов ежедневных изображений Солнца.

Целью данной работы являлось создание базы данных векторных границ и фотометрических свойств элементов солнечной активности по ежедневным данным наблюдений за период около 100 лет. А также создание новых индексов получаемых из топологических свойств на ежедневных

изображениях различных обсерваторий и предварительный анализ полученных данных.

Исходные данные

В данной работе за исходные данные брались фотографические архивы ежедневных солнечных синоптических наблюдений. Такие как: магнитные поля солнечных пятен по зарисовкам обсерватории Маунт Вилсон 1917–2016 гг., солнечных пятна на фотопластинках Гринвичской обсерватории 1919–1972 и ГАС 1948–2017 [3]; флоккулы в спектральной линии CaHK в период 1905–2016 по данным обсерваторий Кодайканал, Маунт Вилсон, Сакраменто Пик и ГАС ГАО [2]; солнечные волокна, наблюдаемых в линии H α , за период 1915–2016 гг. по данным обсерваторий Кодайканал, Медон, Сакраменто Пик, Канцельхое и ГАС; протуберанцы, по данным наблюдений в линиях H α и CaHK, за период 1910–2016 гг., по данным обсерваторий Кодайканал [5], ГАС и зарисовки международной наблюдательной сети спектрогелиоскопов.

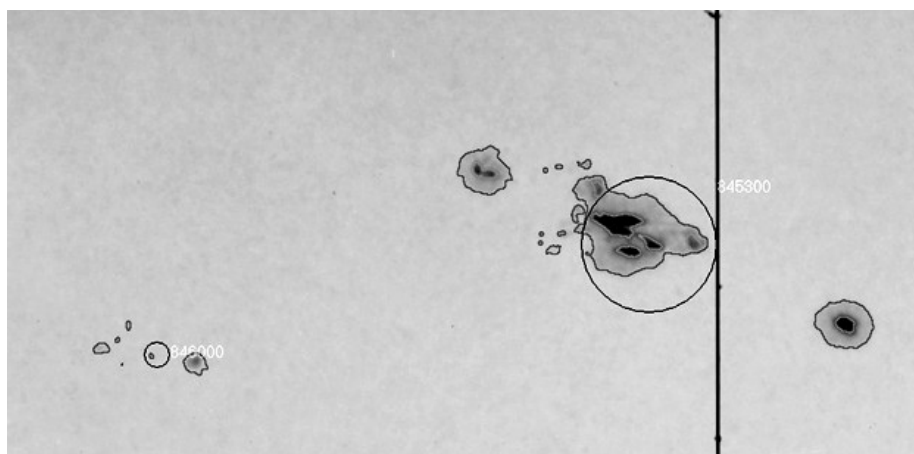


Рис. 1. Пример выделения внешних границ пятен и ядер на фотопластинках RGO.

Для обработки данных было разработано программное обеспечение, при помощи которого для каждого элемента солнечной активности, мы измеряли гелиографические координаты, площадь в физических единицах, исправленную за гелиографическую проекцию, время наблюдений, в случае магнитных полей солнечных пятен напряженность магнитного поля и другие. На рис.1 представлен пример выделения внешних границ пятен и ядер солнечных пятен на фотопластинках RGO.

Результаты

Новая база данных характеристик элементов солнечной активности позволяет построить ежедневные сводные карты (рис. 2), а также сводные синоптические карты (рис. 3). Это предоставляет нам возможность реконструировать общую картину активности Солнца за столетний период. Од-

ной из важнейших задач являлось сделать эти данные общедоступными. С этой целью был создан сайт <http://www.observethesun.com>. На основе построенных сводных карт солнечной активности была осуществлена визуализации современных и исторических данных солнечных наблюдений.

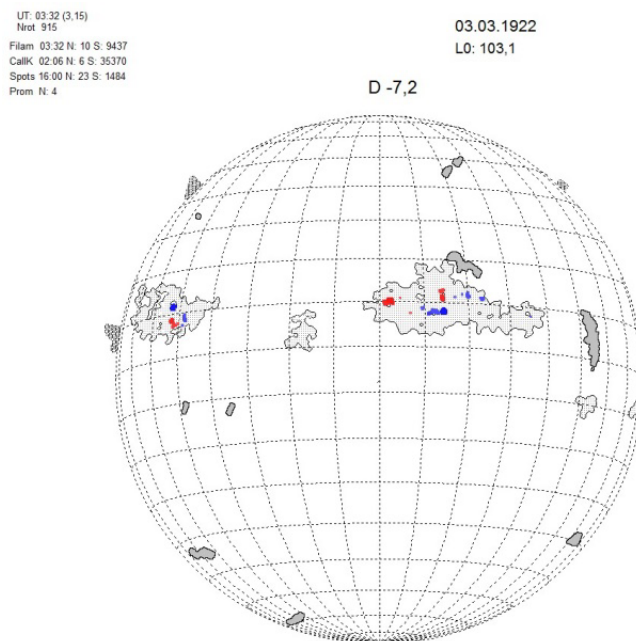


Рис. 2. Пример сводной карты за 03.03.1922 г.

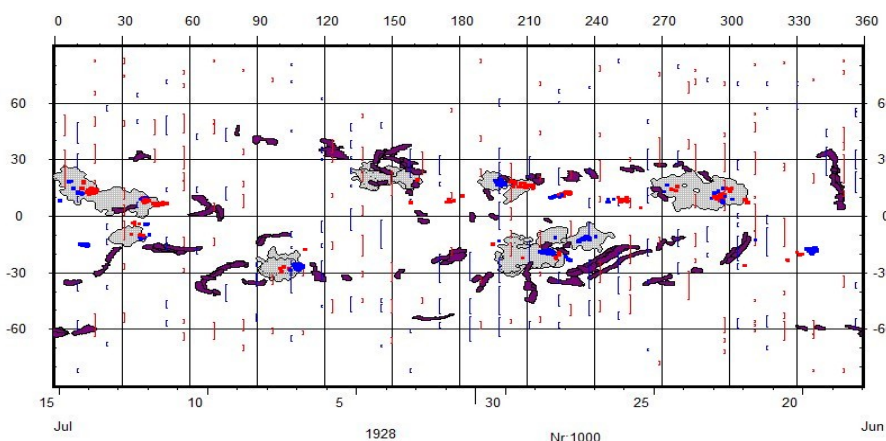


Рис. 3. Пример сводной синоптической карты для синоптического оборота N1000.

Сайт представляет собой трехмерную модель Солнца с его видимой частью и темной стороной, на которую нанесены реальные размеры и положения таких элементов солнечной активности, как: флоккулы и волокна, протуберанцы, ядра и полутени солнечных пятен, а также корона и корональные дыры. Для просмотра доступно: номер оборота, число Вольфа и площадь пятен за текущий день, гелиографические координаты курсора и положение центрального меридиана и экватора. При выборе определенно-

го объекта отображаются его параметры, такие как площадь, долгота, широта и другие. Еще одной немаловажной функцией является сравнение объектов. Например, можно взять один и тот же объект за несколько дней и сравнить его параметры.

Благодаря полученным данным становится возможным выполнять всесторонний анализ солнечной активности на различных широтах солнечной атмосферы. Так, например, получены данные о свойствах отдельных солнечных пятен. Это позволяет увеличить число индексов, относящихся к солнечным пятнам, в том числе оперировать количеством пятен (рис. 4), площадью ядер и др.

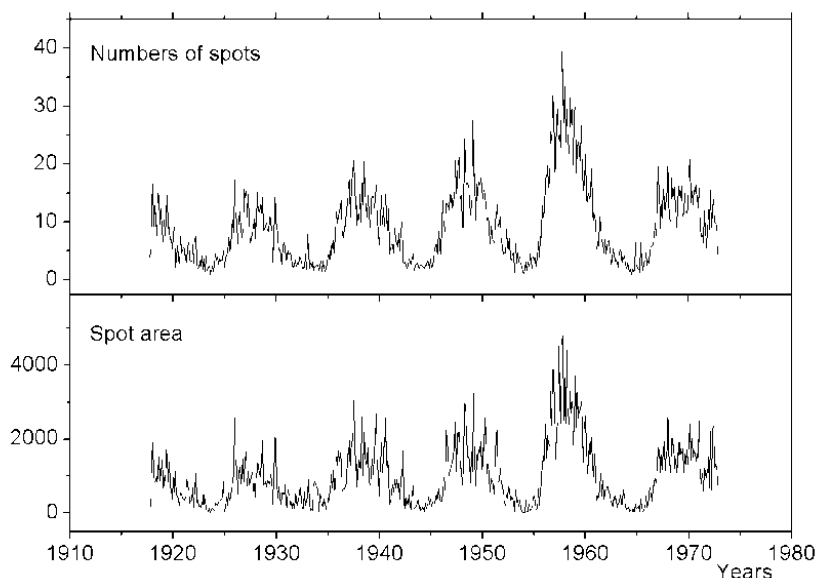


Рис. 4. Среднемесячное число отдельных солнечных пятен и площадь пятен по данным оцифровки фотопластинок RGO.

Ранее в работе [4] был найден двухвершинный характер распределения площади солнечных пятен. Знание свойств отдельных солнечных пятен позволяет уточнить это свойство. Распределение относительного количества пятен в зависимости от площади от их типа представлено на рис. 5. Второй максимум в распределении в области 100–150 мдп характерен только для пятен с максимальной площадью в группе рис. 5а. Для всех остальных пятен в группе, кроме максимального, второй максимум отсутствует рис. 5б и распределение соответствует логнормальному распределению.

Другим примером использования новых данных является реконструкция дрейфа протуберанцев в циклах активности (рис. 6). Эти данные позволяют оценить скорость меридиональной циркуляции и особенности переполюсовки крупномасштабного поля Солнца. Для протуберанцев было найдено, что их высота описывается логнормальным распределением, на фоне которого и имеется вторичный максимум. Первый максимум соот-

ветствует $20''$ (14 Мм), второй максимум $80''$ (60 Мм), что соответствует размеру $0.5 D$ и $2 D$ соответственно, где D – средний размер супергранулы [5].

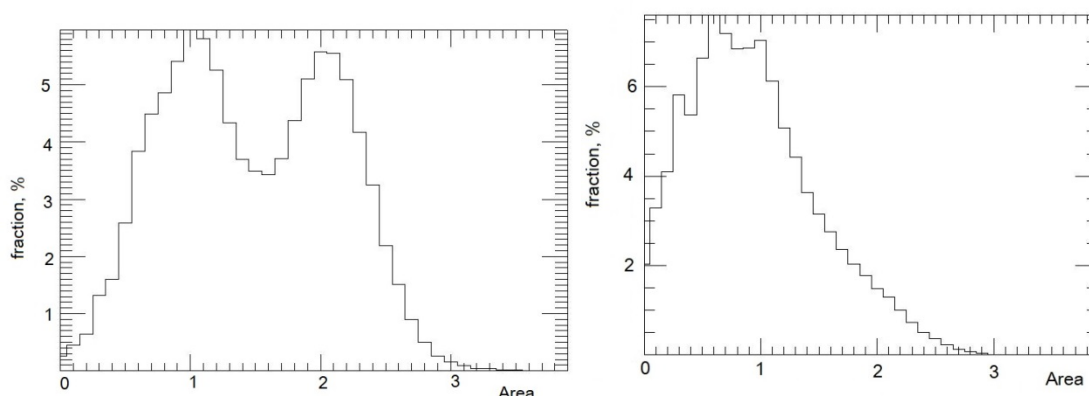


Рис. 5. Гистограммы распределения относительного числа солнечных пятен в зависимости от их площади для ряда пятен обработки RGO в период 1918–1972 гг. а) для пятен максимальной площади в группе. б) для всех пятен за исключением максимального пятна в группе.

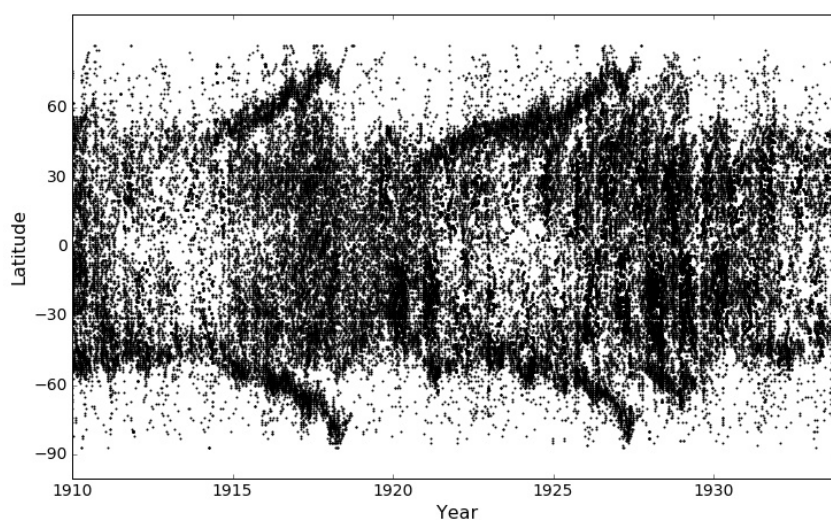


Рис. 6. Диаграмма широта–время распределения солнечных протуберанцев за период 1910–1934 гг.

Из оцифровки напряженности магнитных полей ядер солнечных пятен были получены новые данные о ведущих и хвостовых частях солнечных пятен. Анализ показал, что ядра пятен ведущей полярности имеют большую среднюю площадь, примерно в 1.5 раза, чем пятна хвостовой полярности. Также ведущие пятна имеют на $\sim 17\%$ более сильные магнитные поля. Магнитные поля ведущих и хвостовых пятен имеют разные зависимости от логарифма площади.

Средние значения напряженности магнитных полей ведущих пятен, показывают изменения с циклом солнечной активности. Возможно, это

обусловлено тем, что средние площади ведущих пятен меняются с фазой цикла. Магнитные поля хвостовых пятен слабо меняются с циклом активности.

Выводы

Нами была создана уникальная база данных форм различных элементов солнечной активности: пятен, ядер солнечных пятен, волокон, флоккул, протуберанцев, корональных дыр и др. На основе этой базы данных были созданы ежедневные сводные карты солнечной активности за период более ста лет.

Для визуализации современных и исторических данных солнечных наблюдений был разработан интернет ресурс <http://www.observethesun.com> [8]. Мы получили первые сводные синоптические карты трассеров активности, в дальнейшем планируется уточнение синоптических карт раздела полярности крупномасштабного магнитного поля.

Мы планируем выполнить реконструкцию магнитных полей Солнца и гелиосферы в 11-летнем и 100 летних циклах активности. В том числе детально изучить циклы активности в полярных областях Солнца, воссоздать области с открытыми конфигурациями магнитных полей Солнца и на их основе реконструировать параметры солнечного ветра и гелиосферы.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ №15-02-03900 и проекта РНФ №15-12-20001.

Литература

1. *Ermoll I., Shibasaki K., Tlatov A., van Driel-Gesztelyi L.* // Space Science Reviews, V.186, p. 105–135, 2014.
2. *Tlatov A.G.; Pevtsov A.A., Singh J.* // SolPh, 255, 239, 2009.
3. *Tlatov A.G.; Skorbezh N.N.; Ershov V.N.* // ASP Conference Series, V. 504, p. 237, 2016.
4. *Dmitrieva M.G.; Kopecký M.; Kuklin G.V.* // IAUS, 35, 174, 1968.
5. *Tlatova K.A., Nagnibeda V.G., G&A, 2017.*
6. *Tlatov A.G., Tlatova K.A., Vasil'eva V.V., Pevtsov A.A., Mursula K.* // AdSpR, 55, 835, 2015.
7. *Tlatova K.A., Vasil'eva V.V., Pevtsov A.A.* // Ge&Ae, 55, 896, 2015.
8. *Илларионов Е.А., Тлатов А.Г.* / Тезисы ВАК-2017, 2017.

ДЛИНА МАГНИТНОЙ ОСИ БИПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Тлатова К.А.¹, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

²*КалмГУ, Элиста*

LENGTH AXIS MAGNETIC BIPOLE OF SUNSPOTS

Tlatova K.A.¹, Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory*

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

Bipoles of sunspots are identified and analyzed according to the digitization data of the sunspot magnetic fields of Mount Wilson Observatory in 1917-2016. It is shown that the length of the magnetic axis of bipoles that connects the centers of different polar regions has a maximum of the distribution near characteristic size of the supergranular cells $l \sim 30-37$ Mm. When the bipoles are allocated by the area of the maximal spot $S_{max} < 30$ msh, there are two maxima in the distribution of the length of the magnetic axis of bipoles: one maximum is at $l \sim 30$ Mm and the second one at $l \sim 80$ Mm. For bipoles with an area $S_{max} > 30$ msh, the second maximum corresponds to $l \sim 120$ Mm. Perhaps, these maxima mean that the centers of bipoles are mainly located in the intervals between super granulation cells. The effect of supergranulation and sunspot dimensions on the properties of bipoles in the centenary cycle of activity is considered.

Введение

Положение магнитной оси солнечных биполей, соединяющей ведущие и хвостовые части, имеет угол с направлением линии восток-запад. Как правило, хвостовые части групп пятен лежат ближе к полюсам, и угол наклона увеличивается с широтой. Этот анализ, выполненный Джоем [1], вместе с законом Хейла [2] о смене полярности ведущих и хвостовых пятен в 22-летнем цикле является, возможно, одной из основных причин существования солнечного магнитного цикла. В настоящее время считается, что закон Джоя вызван действием силы Кориолиса, которая разворачивает всплывающие магнитные поля, образующие солнечные пятна.

В данной работе выполнен анализ долговременных измерений биполей солнечных пятен. Мы использовали данные наблюдений магнитных полей пятен обсерватории Маунт Вилсон, на основе оцифровки напряженности магнитных полей \mathbf{B} и площади ядер солнечных пятен и пор в период 1918–2014 гг., представленных в виде зарисовок солнечных пятен, ядер и пор.

Данные и метод обработки

Помимо оцифровки напряженности магнитного поля, мы также оцифровывали площадь и координаты пятен. Детали оцифровки и первые результаты анализа ряда данных были описаны в работе [3]. Для каждого

пятна мы измеряли гелиографические координаты, площадь в пикселях, площадь в физических единицах, исправленную за гелиографическую проекцию, конфигурацию ядер в векторном формате, время наблюдений и напряженность магнитного поля. Общее число дней (из числа обработанных нами наблюдений), в которых были проведены измерения магнитных полей, в период с 1917 по октябрь 2016 составило 20318. Число измерений магнитного поля отдельных ядер и пор составило 441973, число выделенных биполей – 51413.

Для выборки биполей мы использовали алгоритм, описанный в работах [4]. Алгоритм основывается на выборке близких пятен противоположной полярности магнитного поля. Процедура состоит из следующего ряда шагов. Создается список положительных и отрицательных ядер. Для положительного ядра на расстоянии не более 15° гелиографических градусов по долготе и 7° градусов по широте ищется отрицательное ядро с наиболее близким магнитным потоком $F_{lx} = S \cdot V$. Потом выполняется обратная процедура, т.е. для отрицательных ядер ищутся положительные с наиболее близким потоком. Если эта пара есть в первой и второй выборке, то биполь считается найденным, эти ядра удаляются из списка и продолжается выборка. Всего нами было выделено более 50 тысяч биполей. Для выбранных биполей был определен угол наклона магнитной оси к экватору. Ось проводилась от центра ведущего (западного) пятна к центру ведомого (восточного) пятна.

Влияние длины магнитной оси биполей на их свойства

Биполи можно разделить в зависимости от длины магнитной оси биполей l – длины между ведущим и хвостовым ядрами биполя. Распределение биполей в зависимости от длины по форме близко к логнормальному,

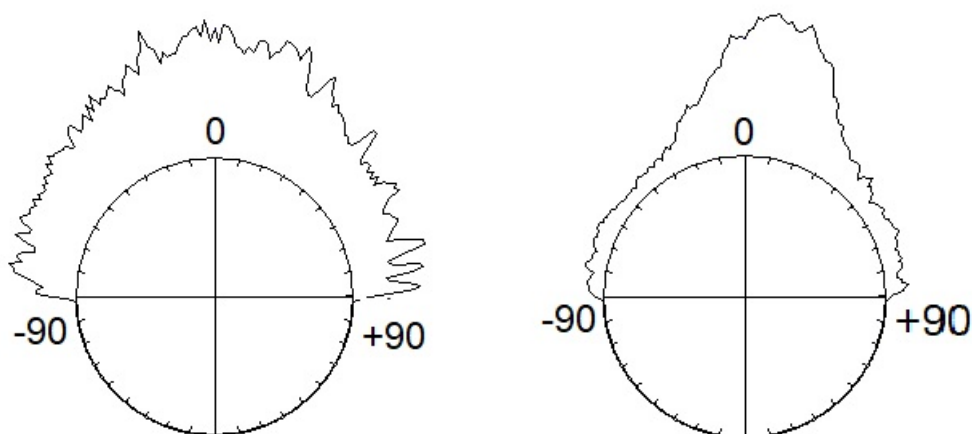


Рис. 1. Распределение угла магнитной оси биполей для $l < 3^\circ$ (слева) и для $l > 3^\circ$ (справа). 0° на диаграмме соответствует направлению E-W. Положительные углы соответствуют положению, когда хвостовые части биполей расположены ближе к полюсам, чем ведущие.

однако при подборе параметров точно вписать логнормальную функцию не удастся. Общее число биполей с $l < 3^\circ$ составляет около 30%. Распределение направления магнитной оси биполей с малой длиной магнитной оси не показывает хорошо выраженного направления (рис. 1). Напротив, биполи с достаточно длинной осью биполей показывают явно выраженное направление, соответствующее представлениям, что хвостовые пятна расположены ближе к полюсам, чем ведущие.

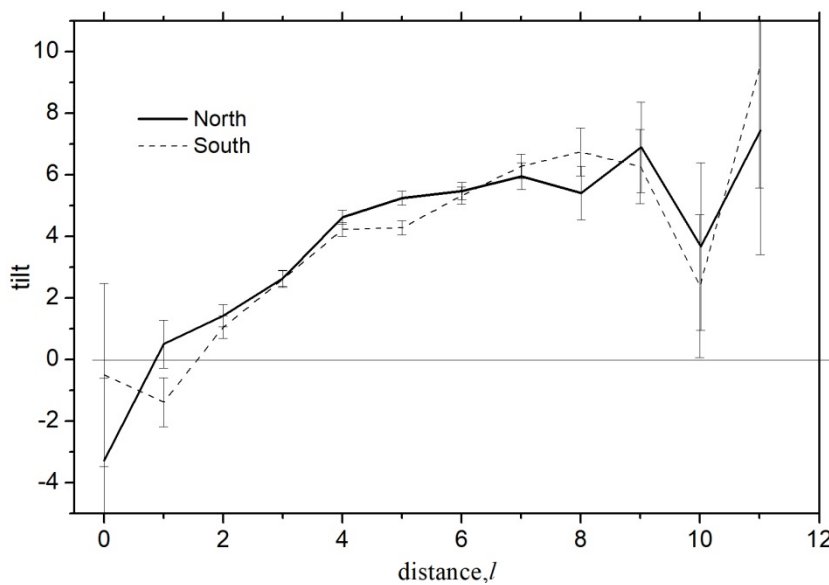


Рис. 2. Зависимость среднего тильт-угла наклона биполей в зависимости от длины магнитной оси биполей l , выраженной в гелиографических градусах.

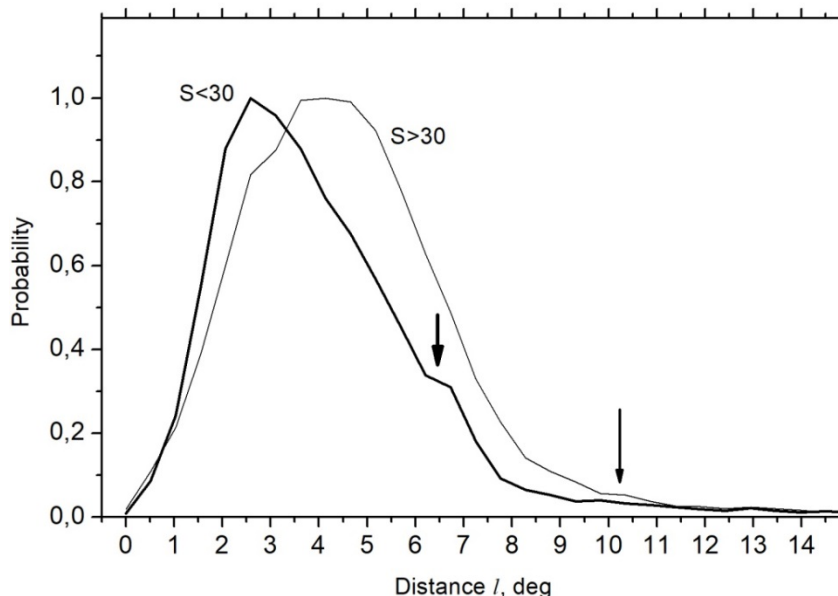


Рис. 3. Распределение биполей в зависимости от длины магнитной оси l , выраженной в гелиографических градусах для биполей с площадью наибольшего пятна менее $S_{um} < 30$ мдп и для биполей с площадью $S_{um} > 30$ мдп. Показаны вероятные положения вторичных максимумов.

Между преимущественным углом наклона $tilt$ и длиной l существует связь (рис. 2). На интервале длины l : 1–5 градусов наблюдается рост угла. На рис. 3 представлены относительные распределения биполей в зависимости от длины магнитной оси. Отдельно для малых биполей с площадью наибольшего ядра менее $Sum < 30$ мдп и больших с $Sum > 30$ мдп. Максимум функции распределения при увеличении размера ядер смещается от длины $l_1 \sim 2,5$ градуса (~ 30 Мм) до $l_2 \sim 4$ градуса (50 Мм). Интересной особенностью распределения является наличие вторичного максимума в районе $l_3 \sim 7$ градусов (~ 85 Мм). Можем предположить, что супергрануляция оказывает влияние на распределение биполей. Об этом свидетельствует близость размеров на распределении длины магнитной оси биполей l к параметрам супергрануляционной сетки.

Выводы

В данной работе рассмотрены характеристики магнитных осей биполей солнечных пятен за период около 100 лет по данным оцифровки карт с зарисовками ядер солнечных пятен и измеренными интенсивностями магнитных полей обсерватории Маунт Вилсон.

Получено: 1) угол наклона ($tilt$ -угол) зависит от длины магнитной оси. Для длин $l < 2-3^\circ$ преимущественное направление $tilt$ -угла практически отсутствует. Далее с ростом размера магнитной оси характерные $tilt$ -углы увеличиваются. 2) показано, что в распределении биполей в зависимости от длины магнитной оси существуют особенности на размере $l_2 \sim 50$ Мм. Возможно, это связано с влиянием супергрануляции на расположение ядер солнечных пятен.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ № 15-02-03900 и проекта РНФ № 15-12-20001.

Литература

1. Hale G.E., Ellerman F., Nicholson S.B. & Joy A.H. // ApJ, 1919, 49, 153.
2. Hale G.E., & Nicholson S.B. // ApJ, 1925, 62, 270.
3. Tlatova K.A.; Vasil'eva V.V.; Pevtsov A.A. // G&A, 2015, V. 55. 896–901.
4. Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Pevtsov A.A. // ApJ, 2010, V. 717, 357–362.

**КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ В СТРУКТУРЕ
ОКАМЕНЕВШИХ СЛОИСТЫХ ОТЛОЖЕНИЙ
ДОКЕМБРИЯ (~ 680 МЛН ЛЕТ ТОМУ НАЗАД)
И СОВРЕМЕННЫЕ ЦИКЛЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

Тясто М.И.¹, Дергачев В.А.², Дмитриев П.Б.², Благовещенская Е.Э.¹

¹*Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: mtyasto@mail.ru

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

**QUASIPERIODIC VARIATIONS OF THE STRUCTURE
OF THE FOSSILIZED SEDIMENTARY LAMINAE FROM THE LATE
PRECAMBRIAN (~ 680 MYEARS AGO) AND THE PRESENT CYCLES
OF THE SOLAR ACTIVITY**

Tyasto M.I.¹, Dergachev V.A.², Dmitriev P.B.², Blagoveshchenskaya E.E.¹

¹*IZMIRAN, St.Petersburg Branch, 191023, Russia, St.Petersburg*
e-mail: mtyasto@mail.ru

²*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, 194021, Russia, St. Petersburg*
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

Palaeoclimatic data (the thickness variation of the Elatina Formation periglacial varves in Flinders Range, South Australia) with a spatial resolution about one year and enclosed the time period about 1334 years, which were dated from the Marinoan glaciation, 680 Myears ago (late Precambrian) have been studied in order to reveal quasiperiodic variations of climatic processes in the past. There are seven hidden periodicities: 12, 22, 24, 26, 104, 157 and 316 years were revealed with significance level of its amplitudes in the frame of the polyharmonic model from 4σ up to 16σ .

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

Введение

Наиболее доскональную картину изменения окружающей среды и климата в далеком прошлом дают ископаемые окаменелости со слоистой структурой: кольца погребённых деревьев и ленточные глины [1, 2]. Ленточные глины представляют собой отложения приледниковых озёр, состоящие из повторяющихся ежегодных отложений тонких слоев ледниковой мути, содержащей тонкозернистый песчаный материал летом и глинистый зимой [3]. Пески и глины постепенно переходят друг в друга и образуют годовые слои, по толщине которых можно судить об интенсивности таяния ледника, а тем самым и об изменении климата в то доисторическое время. Поэтому для изучения изменения климата в позднем Докембрийском периоде (~680 млн лет тому назад) в настоящей работе проведено ис-

следование толщины слоев отложений известняков Южно-Австралийской формации «Elatina», которые были взяты из работы [4].

Исходные данные. Исследуемый временной ряд (рис.1) представляет собой измерения (в мм) толщины слоев отложений известняков с временным разрешением один год (которые получили название «Elatina Formation») из горной области Флиндерс штата Южная Австралия, расположенной 200 км севернее столицы штата Аделаиды, и охватывает временной интервал длительностью в 1334 года, относящийся по времени к позднему Докембрийскому периоду (или Криптозою) около 680 млн лет тому назад. Данные были получены оцифровкой рис. 1 из работы [4].

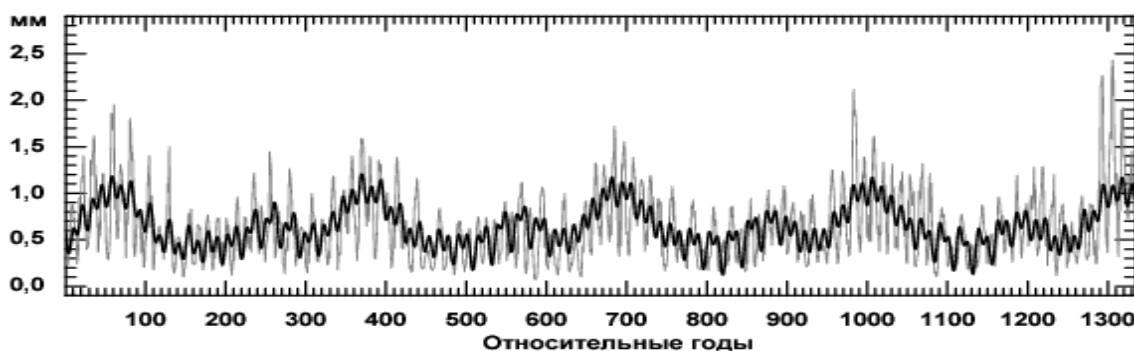


Рис. 1. Значения толщины слоёв отложений известняков формации «Elatina» (серая линия) и аппроксимация этих значений семью гармониками (черная линия).

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

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

где A_0 – постоянная величина, R_k , φ_k - амплитуда и начальная фаза k -ой гармоники, ν - число этих гармоник, а $n(t)$ – случайная помеха («белый шум»). В этом случае целью исследования становится нахождение значений $3\nu + 1$ неизвестных параметров: A_0, R_k, φ_k, T_k , которое осуществляется в два этапа: на первом – определяется величина ν – число квазипериодов, и их значения T_k методом построения комбинированной спектральной периодограммы (КСП) [6], на втором – при известном числе ν , осуществляется оценка амплитуд R_k , начальных фаз φ_k , параметра A_0 и их доверительных интервалов методом наименьших квадратов [7]. Суть метода КСП кратко заключается в следующем: выборочная оценка нормированной спектральной плотности (ВОНСП) [8] для исходного временного ряда вычисляется в зависимости от «пробного» периода. Затем исходный ряд дан-

ных подвергается высокочастотной фильтрации [9] с заданной частотой «среза» фильтра на половине мощности сигнала, которой во временной области соответствует величина «разделительного» периода T_ϕ , и для каждого отфильтрованного со своим конкретным значением параметра T_ϕ высокочастотного компонента (ВЧК) снова вычисляется ВОНСП от периода. Все эти оценки, вычисленные для различных значений параметра T_ϕ , накладываются друг на друга на одном и том же поле графика, образуя КСП. Достоверность выявленных периодов определяется на втором этапе обработки данных по доверительным оценкам амплитуд полигармонической модели сигнала. Более полно метод изложен в работе [6].

Результаты обработки палеоданных. В исходных данных и в их отфильтрованном ВЧК (со значениями параметра T_ϕ , равным 7, 17, 31, 59, 83 и 127 лет) при помощи выше описанной методики были обнаружены следующие значимые квазипериодические изменения (см. рис. 2 и таблицу): 12, 22, 24, 26, 104, 157 и 316 лет на уровне значимости от 4σ до 16σ , причем пики, соответствующие квазипериодам 22, 24 и 26 лет, образуют в структуре КСП группу (рис. 2).

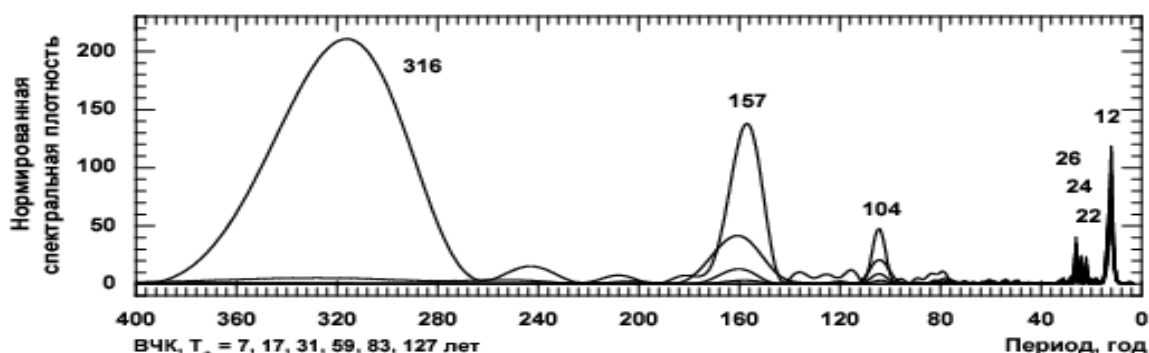


Рис. 2. КСП исходных палеоданных и их высокочастотных компонентов.

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

T, год	$R \pm \sigma_R$, мм	R/σ_R	$\varphi \pm \sigma_\varphi$, град. дуги	T, год	$R \pm \sigma_R$, мм	R/σ_R	$\varphi \pm \sigma_\varphi$, град. дуги
A_0	0.6331 ± 0.0081	78		26	0.068 ± 0.012	5	354.5 ± 9.7
12	0.122 ± 0.011	11	305.9 ± 5.4	104	0.083 ± 0.012	6	197.8 ± 7.9
22	0.051 ± 0.011	4	296 ± 13	157	0.156 ± 0.012	13	167.0 ± 4.2
24	0.057 ± 0.012	4	236 ± 12	316	0.196 ± 0.012	16	52.1 ± 3.4

Наличие такой группы может говорить о нестабильности во времени всех трех или одного основного (доминирующего) в группе периода. Для проверки этой гипотезы, а так же для проверки стабильности во времени более низких по частоте выявленных гармоник, ВОНСП была построена в скользящем временном окне шириной 801 год для исходных данных (рис. 3а) и шириной 201 год для отфильтрованного ВЧК со значением T_ϕ , равным 59 годам (рис. 3б). Качественная картина поведения выявленных

квазипериодов на протяжении интервала задания исходных данных четко просматривается на этих рисунках.

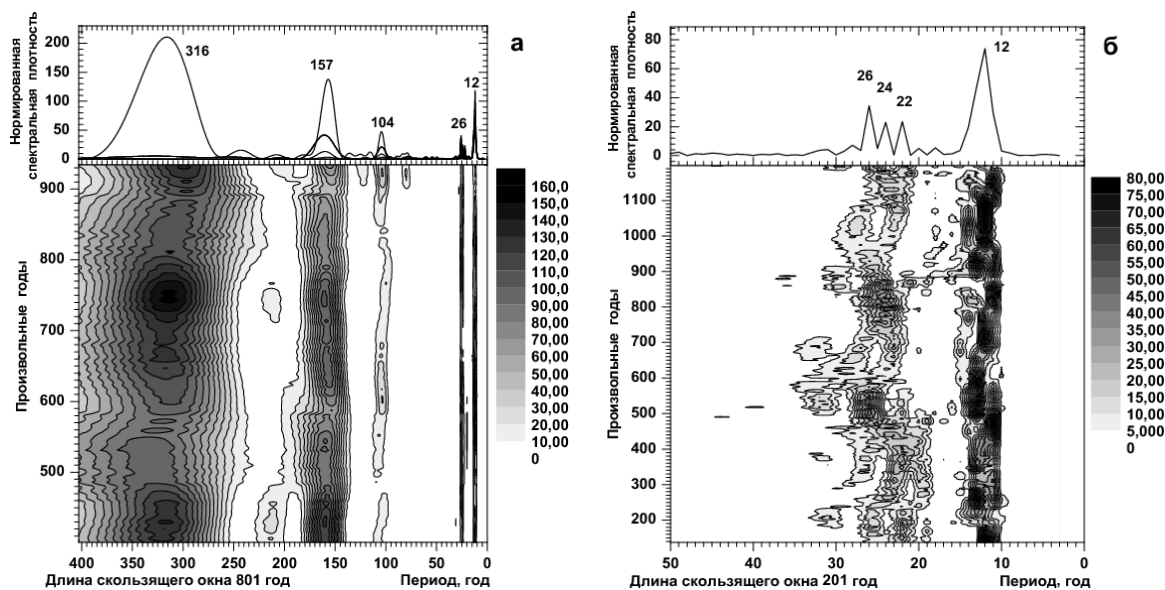


Рис. 3. ВОСП, вычисленная в скользящем временном окне: **а** – с шириной окна 801 год для исходных данных и **б** – с шириной окна 201 год для отфильтрованного высокочастотного компонента со значением T_{ϕ} , равным 59 годам.

Выводы. Анализ вариаций толщины ежегодных слоев известняковых отложений формации «Elatina» из горной области Флиндерс (Южная Австралия), возраст которых составляет около 680 млн лет, позволил выявить квазигармоники, близкие по величине к основным современным циклам солнечной активности: 12 и 22, 24, 26 лет – к циклам Швабе и Хэйла, 104 года – к циклу Глайсберга, а так же квазигармоники 157 и 316 лет, которые чётко проявляются на протяжении всей последовательности толщины слоев в 1334 года, причем квазипериоды, которые можно было бы отнести к циклу Брюкнера (≈ 30 лет), в структуре исходных данных отсутствуют.

Литература

1. Keller A.M., Hendrix M.S. Palaeoclimatologic Analysis of a Late Jurassic Petrified Forest, Southeastern Mongolia // PALAIOS. 1997. V.12. No.3. P.282.
2. Williams G.E. Solar Affinity of Sedimentary Cycles in the Late Precambrian Elatina Formation // Aust. J. Phys. 1985. V.38. P.1027.
3. Жемчужников Ю.А. Сезонная слоистость и периодичность осадконакопления // Труды Геол. ин-та АН СССР. 1963. Вып.86. 72 С.
4. Bracewell R.N. Spectral Analysis of the Elatina Varve Series // CSSA-ASTRO-88-13. 1988. 24 P.
5. Серебренников М.Т., Первозванский А.А. Выявление скрытых периодичностей. М.: Наука. 1965. 244 С.
6. Dergachev V.A., Tyasto M.I., Dmitriev P.B. Palaeoclimate and solar activity cyclicity 100–150 million years ago // Advances in Space Research. 2016. V. 57. P. 1118.
7. Агекян Т.А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков. М.: Наука. 1972. 172С.
8. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып.2. М.: Мир. 1972. 287 с.
9. Alavi A.S., Jenkins G. M. An example of digital filtering // Appl. Statist. 1965. V.14. P.70.

РОЖДЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ, СВЯЗАННОЙ С КВМ, В ПОЛЕ ЗРЕНИЯ КОРОНОГРАФА LASCO C3

Файнштейн В.Г., Егоров Я.И.

*ИСЗФ СО РАН, 664033, г. Иркутск, а/я-291, Россия
vfain@iszf.irk.ru*

FORMATION OF CME-ASSOCIATED SHOCK IN THE FIELD OF VIEW OF LASCO C3 CORONAGRAPH

Fainshtein V.G., Egorov Ya.I.

*ISTP SB RAS, 664033, Irkutsk, P/O-Box-291, Russia
vfain@iszf.irk.ru*

We have investigated formation of a CME-associated shock in the field of view of LASCO C3 coronagraph. A shock occurs when velocity of CME body on its axis exceeds the sum of Alfvén velocity and slow solar wind velocity. The formed shock turns out to be collisionless, since its width is many times less than the free path of coronal plasma charged particles. A conclusion have been made that the developed shock is a bow shock as related to the CME body moving with super Alfvén velocity. At the same time, the process of shock formation involves steepening of front edge of the coronal plasma disturbed region in front of the CME body, which is characteristic of a piston-like shock.

Введение

Впереди самых быстрых КВМ в поле зрения коронографов LASCO C2 и/или C3 наблюдаются ударные волны (УВ) [1]. В то же время, процесс возникновения УВ, связанных с КВМ, практически не исследован. Остается открытым вопрос о том, какова природа таких УВ, хотя в литературе такую волну часто считают головной [2], и, одновременно, во многих работах такую УВ называют поршневой [3]. Но формирование головной и поршневой УВ – это совершенно разные физические процессы! [4–6]. Поршневая УВ возникает при движении непроницаемого поршня, сжимающим окружающую среду; возникшее возмущение, эволюционируя, формирует УВ. Головная УВ возникает при обтекании тела окружающим газом (плазмой) со сверхзвуковой (сверхальфвеновской) скоростью. УВ, связанная с КВМ, может также возникнуть в результате воздействия на окружающие корональные структуры быстрого, движущегося с большим ускорением волокна [7].

В настоящей работе исследуется возникновение УВ, связанной с КВМ, в поле зрения LASCO C3, и выясняется, с каким из перечисленных выше механизмов может быть связано образование данной УВ. Выясняется также, определяют ли ширину фронта возникшей УВ столкновения частиц плазмы между собой или УВ является бесстолкновительной?

Данные, методы их анализа и результаты

Для анализа был выбран КВМ, возникший в АО NOAA 11521 и впервые зарегистрированный в поле зрения LASCO C2 17.07.2012 (13:48), рис. 1. Этот КВМ возник относительно высоко в нижней короне и его скорость нарастала со временем (с расстоянием) на начальном этапе его движения.

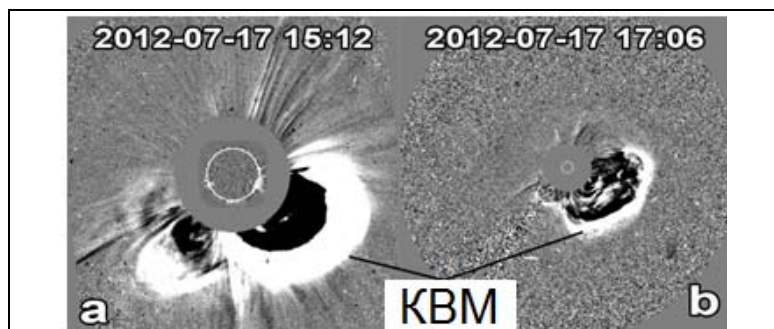


Рис. 1. Разностные изображения белой короны в поле зрения LASCO C2 (a) и LASCO C3 (b) по данным каталога https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/ с изображением исследуемого КВМ.

Мы предположили, что УВ возникнет на расстоянии, на котором скорость границы тела КВМ V_b превысит сумму альфвеновской скорости V_a и скорости окружающего солнечного ветра V_{sw} . Чтобы проверить это предположение, были найдены зависимости $V_a(R)$ в быстром и медленном солнечном ветре, опираясь на значения радиальной компоненты поля B_r и плотности протонов n_p на орбите Земли, а также на возможные зависимости B_r и n_p от расстояния. Для медленного ветра использовались значения B_r и n_p в горизонтальных участках пояса стримеров для исключения сильного взаимодействия быстрых потоков солнечного ветра с медленными.

Пространственный профиль скорости $V_b(R)$ приблизительно вдоль оси КВМ был сопоставлен с профилем суммы $V_a(R) + V_{sw}(R)$, рис. 2. Этот профиль представлен в виде полосы из-за большой неопределенности нахождения $V_a(R)$ и $V_{sw}(R)$. Выбор в данном случае скорости именно медленного ветра на рис. 2 связан с тем, что значительная часть тела КВМ движется в медленном ветре. Этот вывод основан на том, что, по расчетам магнитного поля в потенциальном приближении (<http://wso.stanford.edu/synsourcel.html>), в период наблюдения КВМ над западным лимбом оказывается протяженный по широте участок пояса стримеров, в котором распространяется медленный ветер. Из рис. 2 следует, что условие $V_b(R) > V_a(R) + V_{sw}(R)$, а значит возможность появления УВ, выполняется на расстоянии, превышающем $(7.5-11.5)R_s$. С использованием разработанного нами метода выделения резких скачков яркости белой короны на фоне шумового сигнала были получены распределения яркости белой короны вдоль прямых линий, указанных на рис. 3 на верхних панелях. Полученные профили яркости приведены на нижних панелях рисунка. Видно, что УВ в виде резкого скачка яркости окончательно формируется на расстоянии $\approx 13R_s$. Отметим, что измеренная ширина фронта УВ во много раз меньше средней длины свободного пробега заряженных частиц

корональной плазмы. Отсюда можно сделать вывод, что наблюдаемая УВ является бесстолкновительной.

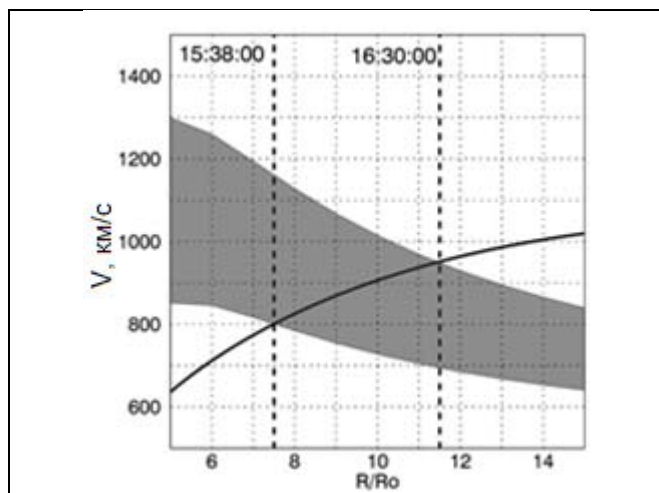


Рис. 2. Широкая полоса – пространственный профиль $V_a(R) + V_{sw}(R)$. Здесь V_{sw} – скорость медленного ветра из работы [8]: $V_{sw}^2 = 1.75 \cdot 10^5 \cdot 1 - \exp(-(R/R_s - 4.5)/15.2)$, $(\text{км/с})^2$. Черная сплошная линия – зависимость от расстояния продольной скорости тела КВМ приблизительно вдоль его оси. По горизонтальной оси отложено расстояние в радиусах Солнца из центра солнечного диска.

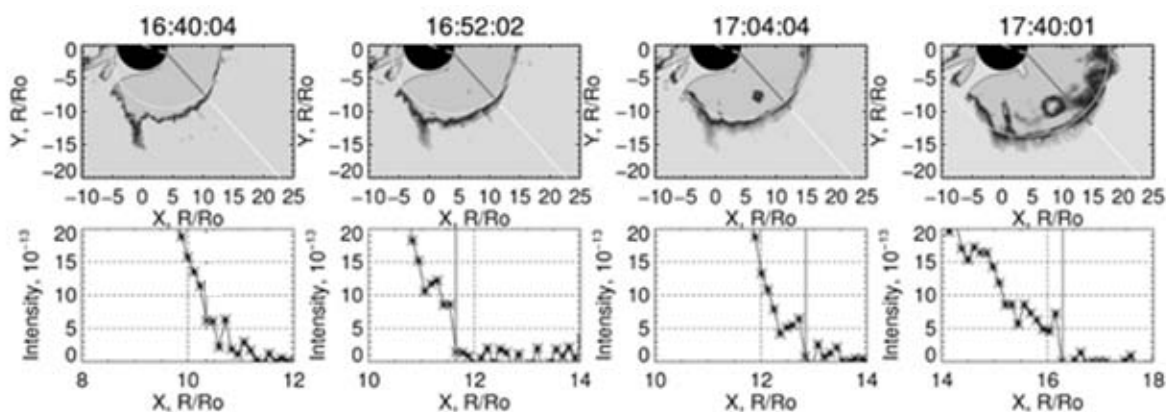


Рис. 3. Верхний ряд: Изображения участка короны по данным LASCO C3. Прямые линии, пересекающие КВМ – направления, вдоль которых построены распределения яркости в нижнем ряду. Вертикальные линии на панелях 2–4 в нижнем ряду соответствуют положению УВ.

Отметим, что возникновению КВМ и связанной УВ предшествовало появление жгута, хорошо наблюдавшегося в канале SDO/AIA 193 Å. Движение жгута характеризуется маленькими скоростями и ускорениями. Это означает, что вероятность генерации УВ на этих высотах движущимся жгутом, согласно предложенному в [7] механизму, мала.

Так как КВМ с расстоянием расширяется, сжимая прилегающие слои плазмы, то в генерации УВ может участвовать поршневой механизм, причем в этом случае обязательно выполнение условия $V_b > V_a + V_{sw}$. В поддержку этого свидетельствует рис. 3, из которого следует, что в момент $t = 16:52:02$ УВ еще окончательно не сформировалась, передний фронт возмущенной области перед телом КВМ продолжает укрущаться. В то же время тело КВМ движется со сверхальфвеновской скоростью относительно медленного солнечного ветра, и тем самым выполняется необходимое

условие генерации головной УВ. В поддержку этого предположения свидетельствует и тот факт, что расстояние между УВ и телом КВМ увеличивается со временем по мере того, как поперечный размер тела КВМ возрастает. По-видимому, в рассматриваемом событии мы имеем дело с одновременной реализацией двух механизмов генерации ударной волны.

Скорости УВ и тела КВМ растут с расстоянием, но скорость УВ возрастает быстрее, чем скорость тела КВМ. Показано, что среднее значение Ma для средней альфвеновской скорости составило 1.5, максимальное значение $Ma = 2$.

Заключение

Показано, что в рассмотренном событии 17.07.2012 г. УВ, связанная с КВМ, формируется в поле зрения коронографа LASCO C3. Ударная волна генерируется на расстоянии, на котором скорость границы тела КВМ превышает сумму альфвеновской скорости и скорости медленного солнечного ветра. Это позволяет предположить, что данная УВ является головной. Наблюдаемое укрупнение со временем переднего фронта возмущенной области белой короны перед телом КВМ, предшествующее возникновению УВ, свидетельствует об участии в формировании УВ «поршневого» механизма. Сформировавшаяся УВ является бесстолкновительной. Скорость УВ возрастает со временем быстрее, чем скорость тела КВМ. Среднее значение альфвеновского числа Маха Ma для средней альфвеновской скорости составило 1.5, максимальное значение $Ma = 2$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-02-01077-а и № 16-32-00315.

Литература

1. *Vourlidas A. and Bemporad A.* AIP Conf. Proc. 1436, 279, 2012.
2. *Vourlidas A., Wu S.T. Wang A.H. et al.* Ap. J., 598, p. 1392, 2003.
3. *Chen P.F.* Living Rev. Solar Phys., 8, 1, 2011.
4. *Седов Л.И.* Методы подобия и размерности в механике. – М.: Наука, 1981.
5. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2008.
6. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* – Гидродинамика, М: Наука, 1988.
7. *Grechnev V.V., Afanasyev A.N., Uralov A.M. et al.* Solar Phys., 273, 461, 2011.
8. *Sheeley N.R., Wang Y.-M., Hawley S.H. et al.* Ap. J., 484, 472, 1997.

КИНЕМАТИКА КВМ И СВЯЗАННЫХ УДАРНЫХ ВОЛН ПО ДАННЫМ LASCO: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Файнштейн В.Г.¹, Егоров Я.И.¹, Загайнова Ю.С.²

¹ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, а/я-291, Россия.

E-mail: vfain@iszf.irk.ru

²ИЗМИРАН, г. Москва, г. Троицк

KINEMATICS OF CMEs AND ASSOCIATED SHOCK WAVES AS DEDUCED FROM LASCO DATA: COMPARATIVE ANALYSIS

Fainshtein V.G.¹, Egorov Ya.I.¹, Zagainova Yu.S.²

¹ISTP SB RAS, P/O-Box-291, Russia.

E-mail: vfain@iszf.irk.ru

²IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia

From data by LASCO C2 and C3 coronagraphs, we have determined positions and velocities of the front for fast limb CMEs' body with their sources near the limb, and for the body of halo-type CME with the sources near the solar disk center, depending on time. These characteristics of CME body are compared to similar kinematic characteristics obtained for CME-associated shock waves (shocks). For the body of halo-type CME with the sources near the solar disk center and associated shocks, we determined and compared their kinematic characteristics in 3D space. It has been shown that for all the considered CME groups, the shock velocity is higher than the CME body velocity, both velocities decrease as the mass ejection moves. As this takes place, the distance between CME body and shock grows.

Введение

Впереди достаточно быстрых, корональных выбросов массы (КВМ) в поле зрения коронографов LASCO C2 и/или C3 наблюдаются ударные волны (УВ) [1]. В распределении яркости в поле зрения коронографа, которое относят к быстрым КВМ, выделяют тело КВМ и связанную с ним УВ (см. рис. 1). Уже визуальные наблюдения показывают, что кинематика этих структур заметно различается. Для двух лимбовых событий с использованием данных STEREO/COR2 положения и скорости КВМ в зависимости от времени отдельно для тела КВМ и связанной УВ были получены в работах [2, 3]. Аналогичные зависимости для нескольких гало КВМ в 3D пространстве были получены в работе [4].

Движение тела КВМ включает в себя две составляющие. Во-первых, оно движется поступательно, как целое. Во-вторых, оно расширяется, приблизительно сохраняя свои угловые размеры. Движение вперед границы тела лимбовых КВМ представляет из себя сумму поступательного движения и расширения выброса массы. Движение границы тела гало КВМ в основном отражает расширение тела КВМ, а регистрируемая при этом УВ – это фланговые участки всей УВ, связанной с КВМ. Эти факты практически

не учитывались в предыдущих работах, в которых сопоставлялась кинематика КВМ и УВ.

Цель настоящей работы – сопоставить кинематические характеристики тел быстрых КВМ и связанных с ними ударных волн по данным коронографов SOHO/LASCO для двух типов выбросов массы: лимбовых КВМ с источниками вблизи лимба и гало КВМ, источники которых расположены вблизи центра солнечного диска, а также используя «Ice cream cone model» КВМ [5], сравнить кинематические характеристики тела КВМ типа гало и связанной с ним УВ в 3D пространстве с результатами для лимбовых КВМ и гало КВМ, полученными по наблюдениям в плоскости неба.

Данные и методы их анализа

Отдельно анализ проводился для лимбовых КВМ с источниками в пределах 30° относительно лимба, и КВМ типа гало (гало КВМ), с источниками в пределах 30° относительно центра солнечного диска. Многие лимбовые КВМ движутся почти перпендикулярно лучу зрения, а отобранные для анализа гало КВМ движутся под относительно небольшими углами к оси Солнце – Земля. В случае лимбовых КВМ мы анализируем кинематику тела КВМ, включающей поступательное движение тела КВМ приблизительно вдоль его оси и расширение КВМ в том же направлении. Для гало КВМ в основном наблюдается расширение тела КВМ в поперечном направлении.

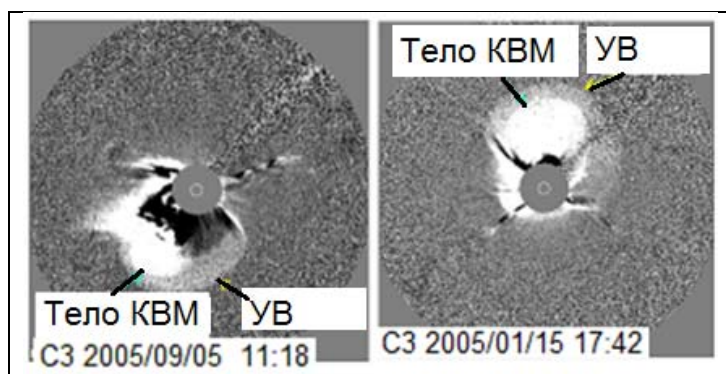


Рис. 1. Пример лимбового КВМ (левая панель) и гало КВМ (правая панель).

В качестве оценки положения источника КВМ использовалось положение связанной с КВМ вспышки. Для анализа были отобраны 11 лимбовых КВМ и 11 КВМ типа гало с линейной скоростью самой быстрой особенности выброса массы $V > 1500$ км/с (по данным сайта http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html). На рис. 1 показаны примеры исследовавшихся КВМ.

Использовались два способа нахождения границы тела КВМ и УВ КВМ в поле зрения LASCO C2, C3: визуально по изображениям короны как резкую границу диффузной области и с использованием сканов яркости разностных изображений короны и усреднением этих сканов яркости.

Результаты

Рис. 2 иллюстрирует кинематические характеристики (положение и скорость) отдельно тела КВМ и ударной волны вдоль одного из направлений, пересекающих границу тела КВМ и УВ для лимбового КВМ, зарегистрированного 27.07.2005 (верхний ряд панелей), а также для всех анализировавшихся лимбовых КВМ (нижний ряд панелей). Видно, что в обоих случаях со временем расстояние между УВ и телом КВМ возрастает, при этом одновременно уменьшается скорость тела КВМ и УВ, но скорость УВ уменьшается быстрее. В результате разность скоростей УВ и тела КВМ со временем уменьшается.

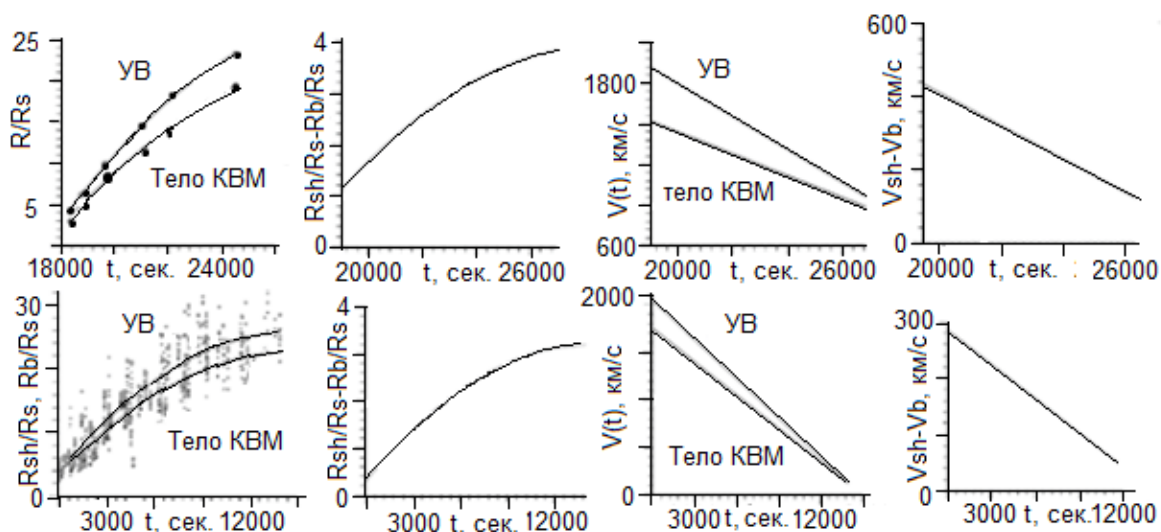


Рис. 2. На панелях слева направо в обоих рядах панелей зависимость от времени: положения УВ (вверху на графиках) и тела КВМ (внизу на графиках); разность положений УВ и тела КВМ; зависимость скорости УВ (линия сверху) и тела КВМ (линия снизу); разность скоростей УВ и тела КВМ. Время на графиках отсчитывается от начала суток.

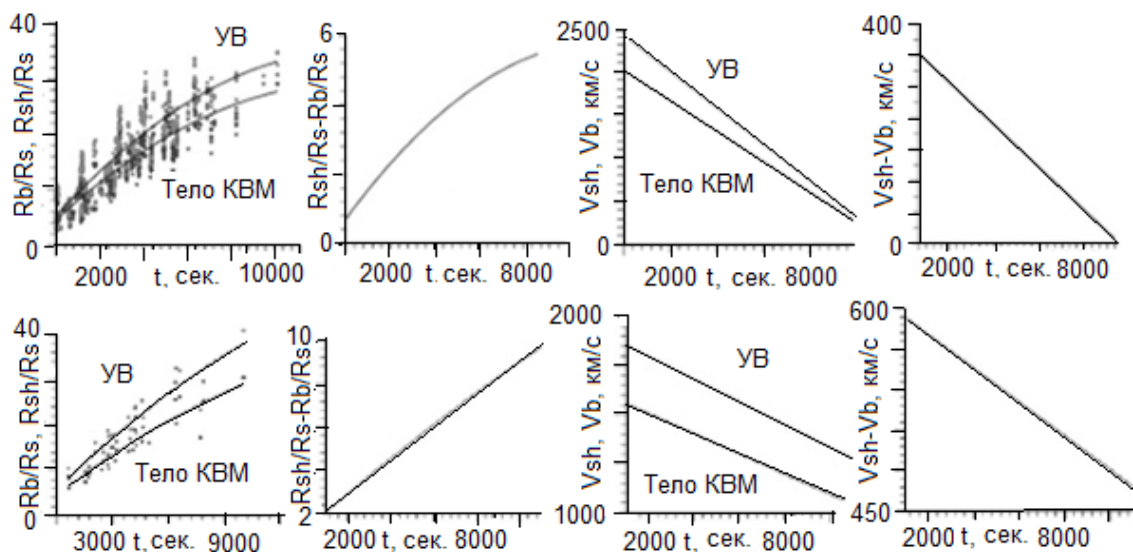


Рис. 3.

На рис. 3 показано все то же самое, что на рис. 2, но для всех рассмотренных гало КВМ (верхний ряд панелей) в плоскости неба и для 5 гало КВМ (нижний ряд панелей) в трехмерном пространстве. Видно, что все закономерности поведения со временем положения и скорости УВ и тела КВМ, обнаруженные для лимбовых событий, качественно выполняются для рассмотренных Гало КВМ.

Заключение

1). По данным коронографов LASCO C2 и C3 определены в зависимости от времени положения и скорости быстрых лимбовых и КВМ типа гало и сопоставлены с аналогичными кинематическими характеристиками связанных с ними ударных волн. Для КВМ типа гало и связанных ударных волн найдены и сопоставлены их кинематические характеристики в 3-х мерном пространстве.

2). Как для лимбовых КВМ, так и для КВМ типа гало скорость тела КВМ меньше скорости ударной волны и в среднем обе скорости уменьшаются со временем (расстоянием). Это приводит к тому, что разность положений ударной волны и тела КВМ увеличивается со временем. При этом скорость ударной волны уменьшается со временем быстрее, чем скорость тела КВМ, что приводит к уменьшению разности скоростей двух структур со временем. Быстрота изменения со временем (расстоянием) скорости как тела КВМ, так и ударной волны больше у КВМ типа гало по сравнению с лимбовым КВМ.

3). Поведение кинематических характеристик КВМ типа гало в 3-х мерном пространстве характеризуется такими же закономерностями, как лимбовые КВМ и КВМ типа гало в поле зрения коронографов LASCO C2 и C3 (см. п. 2).

Литература

1. *Vourlidas A. and Bemporad A.* AIP Conf. Proc. 1436, 279, 2012.
2. *Maloney S.A., Gallagher P.T.* Ap. J. Let., v. 736, Issue 1, article id. L5, 5 pp., 2011.
3. *Volpes L., Bothmer V.* AIP Conference Proceedings, v. 1714, Issue 1, id.030003, 2016.
4. *Fainshtein V.G., Egorov Ya.I.* Geomagn. and Aeron., v. 55, Issue 8, p.1165, 2015.
5. *Xue X.H., C.B. Wang, and X.K. Dou.* J. Geophys. Res, v.110, A08103, 2005.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ С НЕТЕПЛОВЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет*

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

INTERACTION OF WHISTLER TURBULENCE WITH NONTHERMAL ELECTRONS IN THE FLARE LOOP

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering*

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

In this article we consider coherent interaction of fast electrons injected into the flare loop with whistler waves. A self-consistent solution is found for the electron energy and pitch-angle distributions as well as for the whistler energy density spectrum.

Взаимодействие быстрых электронов с частицами плазмы петли и волнами в ней во многом определяют их распределение во вспышечной петле и характеристики их электромагнитного излучения. Распределения энергичных электронов в петле при учете рассеяния на частицах плазмы изучалось в ряде работ [1–4]. Менее изученным является влияние рассеяния нетепловых электронов на волновой турбулентности (БМЗ-волны, вистлеры, ионный звук, ленгмюровские волны). Определенный прогресс достигнут в исследовании рассеяния электронов во вспышечной петле на стационарных мелкомасштабных магнитных неоднородностях [5–7]. Получены также свидетельства рассеяния среднерелятивистских электронов на вистлерах [6–8]. Ранее авторами настоящей статьи [9] исследовалось влияние турбулентности вистлеров на распределение (рассеяние) быстрых электронов для случая, когда турбулентность вистлеров в каждой точке петли была задана и постоянна во времени.

Целью настоящей работы является исследование согласованного взаимодействия быстрых электронов и вистлеровской турбулентности, когда частицы не только рассеиваются на турбулентности вистлеров, но и через механизм резонансного взаимодействия изменяют саму турбулентность.

Описание модели

Рассматривается одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с неоднородным по длине магнитным полем и плотностью заполняющей ее холодной фоновой плазмы. В вершине петли производится инжекция быстрых нетепловых электронов. Электрон в каждый момент t описывается дрейфовой координатой положения в

петле s , питч-углом α и энергией E . Кривизной петли и поперечными дрейфами в ней пренебрегаем. Полагаем, что возникающая магнитная ловушка в петле адиабатична в силу медленных изменений поля, а быстрые электроны в ней описывается функцией распределения $f(E, \mu = \cos \alpha, s, t)$.

Модели для стационарного продольного магнитного поля петли $B(s)$ и плотности фоновой плазмы $n(s)$ заданы в виде степенных функций:

$$B(s) = B_{\min} + (B_{\max} - B_{\min}) \cdot (s/l)^2; \quad n(s) = n_{\min} + (n_{\max} - n_{\min}) \cdot (s/l)^4,$$

где l – полудлина петли. Источник быстрых электронов задан функцией:

$$F(E, \mu, s, t) = F_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\min}} \right)^{-\delta} \exp \left(- \left(\frac{s-s_0}{s_1} \right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1} \right)^2 \right)$$

со степенным энергетическим и изотропным питч-угловым спектром.

Начальным источником вистлеров в петле является процесс конверсии БМЗ волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [3]. Считаем, что вистлеровские волны, образующие в совокупности турбулентность, распространяются вдоль петли и не взаимодействуют с частицами фоновой холодной плазмы. При продольном распространении волн частота ω и волновое число k связаны дисперсионным соотношением [3]:

$$\left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$ – плазменная частота, $\omega_{e,i}(s)$ – гирочастота электронов и протонов. Полагая турбулентность слабой, для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами используем квазилинейное приближение [2]. При взаимодействии волна-частица [3] для электронов с энергией $E = \gamma - 1$ (соответствующей скорости $v = c(1 - \gamma^{-2})^{0.5}$) и питч-углом $|\mu| \leq 1$

согласно условию Черенкова-Доплера $\omega - \mu v k = \omega_e / \gamma$ может быть определена резонансная волна с волновым числом k_r , с которой у электрона происходит энергообмен. Такое взаимодействие на циклотронном резонансе может приводить как к затуханию вистлеров, так и к их нарастанию (мазерный эффект [4]). Для исследования этих процессов рассмотрим плотность энергии турбулентности вистлеров $W(k, s, t)$, которая, согласно оптико-геометрическому приближению [2], описывается уравнением:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} - \frac{\partial \omega}{\partial s} \frac{\partial W}{\partial k} = 2\eta W, \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}.$$

Декремент затухания η при продольном распространении пакета волн с групповой скоростью v_g в выбранных дрейфовых координатах определяется мощностью излучения вистлеров G_k быстрыми электронами и анизотропией их функции распределения [4]:

$$\eta(k, s, t) = \frac{4\pi^4}{m_e} \int G_k \left\{ 2v \frac{\partial f}{\partial E} - \frac{2}{\mu} \frac{c^2}{v\gamma^3} \left(\frac{\omega_e}{\omega} - 1 + \mu^2 \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\}_{\mu=\mu_r} dE.$$

Здесь $G_k = \frac{e^2}{4\pi c^2} \frac{\omega \cdot v_{\omega\omega}}{k} v^2 (1 - \mu_r^2)$, $\gamma = 1 / \sqrt{1 - (v/c)^2}$, $\mu_r = \frac{\omega - \omega_e / \gamma}{k_r \cdot v}$.

Кинетика и рассеяние быстрых электронов в ловушке на турбулентности вистлеров, в рамках квазилинейной теории, описывается уравнением Фоккера-Планка для функции распределения. Не учитывая для простоты столкновений быстрых электронов с частицами фоновой плазмы, это уравнение может быть записано в форме, предложенной в работе [5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} (v\mu f) - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(c\beta \frac{1 - \mu^2}{2} \frac{d \ln B}{ds} f \right) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{\mu\mu}^w \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + F(t, s, \mu, E),$$

где коэффициент диффузии на турбулентности вистлеров вычисляется как

$$D_{\mu\mu}^w = \frac{\pi\omega_e}{2B^2} (1 - \mu^2) \sum_r k_r W(k_r).$$

Совместное решение (численное) нестационарных уравнений кинетики быстрых электронов и вистлеровских волн позволяет исследовать их согласованное взаимодействие и динамику во вспышечной петле короны.

Результаты моделирования

Рассматривается симметричная вспышечная петля полудлиной $l = 2.95 \cdot 10^9$ см, в центральной части которой произведена инжекция быстрых электронов с энергиями от 30 кэВ до 10 МэВ. Расчетные параметры магнитного поля $B(s)$ и плотности плазмы $n(s)$ в петле были приняты следующими: $B_{max}/B_{min} = 600/300$ Гс, $n_{max}/n_{min} = 5 \cdot 10^{12}/5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Начальная (затравочная) плотность волн принимается согласно спектру Колмогорова:

$$W(k, s, 0) = \frac{q-1}{k_{min}} \left(\frac{k}{k_{min}} \right)^{-q} \cdot R \frac{B^2}{8\pi}, \quad k_{min} = \frac{\omega_{pi}}{c}, \quad q = 1.7, R = 10^{-7}.$$

Параметры петли и турбулентности выбраны так, чтобы характерное время рассеяния в рассматриваемом диапазоне энергий электронов соответствовало режиму слабой диффузии [4].

На рис. 1 показана временная динамика плотности энергии вистлеров и энергетического спектра быстрых электронов в средней части петли при рассеянии только на заданной начальной плотности турбулентности. Видно, что быстрые электроны с $E > 100$ кэВ на такой турбулентности эффективно рассеиваются, а их энергетический спектр со временем становится все более крутым.

На рис. 2 приведены те же показатели процесса рассеяния, но при взаимном влиянии вистлеров и нетепловых электронов: вистлеров – на изменение энергетического спектра быстрых электронов посредством питч-углового рассеяния, а электронов – на спектр вистлеровской турбулентности по волновым числам. Видим, что вистлеры с $k < 0.5$ быстро затухают, и

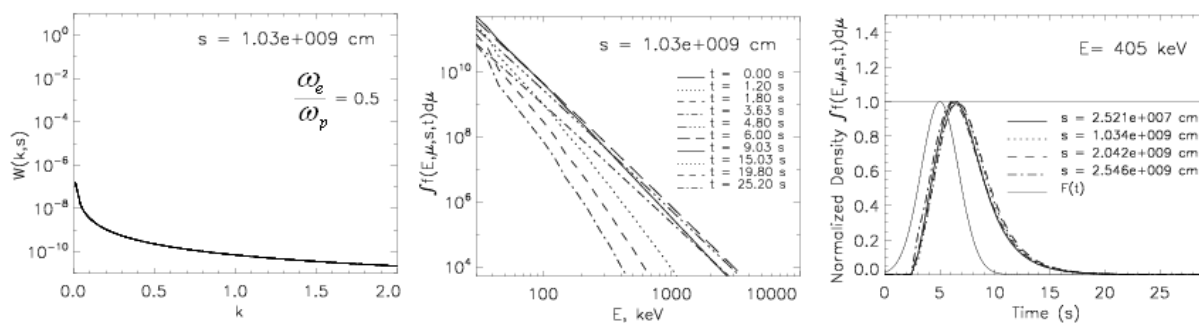


Рис. 1.

это способствует сохранению энергичных электронов с $E > 300$ кэВ в магнитной ловушке петли. Вистлеры же с $0.7 < k < 1.2$, наоборот, усиливаются благодаря мазер-эффекту на циклотронном резонансе и эффективно рассеивают электроны с энергиями меньше 300 кэВ.

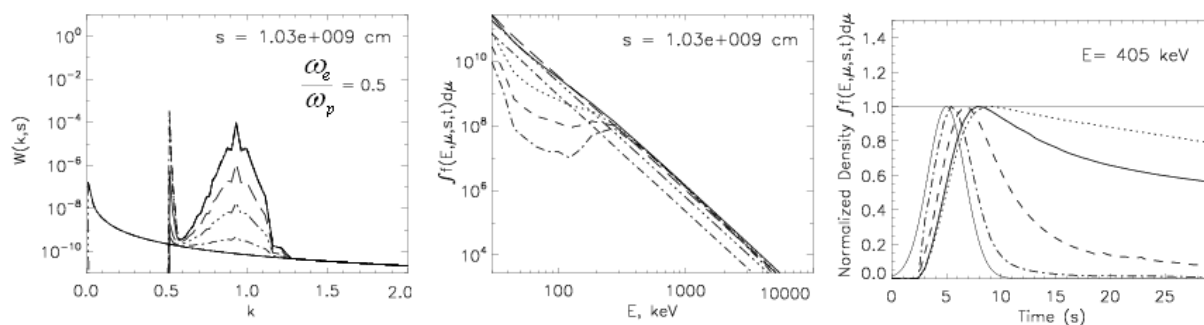


Рис. 2.

Таким образом, вистлеровская турбулентность во вспышечной петле, первоначально появившаяся в результате нестационарного вспышечного энерговыделения, не только рассеивает ускоренные электроны, но и сама под воздействием последних изменяется как в отношении распределения плотности энергии по волновым числам, так в отношении своей способности к рассеиванию нетепловых электронов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-02-08028, 17-52-80064 и РНФ 16-12-10448.

Литература

1. Kennel C.F., Petschek H.E. J. Geophys., 1966, V. 71, № 1, P. 1–28.
2. Кадомцев Б.Б. Вопросы теории плазмы. Атомиздат, М., 1964, С. 188–335.
3. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. М., Наука, 1972, – 440 с.
4. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры, ИПФАН, 1986, – 190 с.
5. Hamilton R.J., Petrosian V. Astrophys. J. 1992, V. 398, № 10, P. 350–358.
6. Bessalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. ApJ, 1991, V. 374, P. 369–373.
7. Stepanov A.V., Tsap Y.T. Solar Physics 2002, V. 211, P. 135–154.
8. Charikov, Yu.E., Shabalin, A.N. Ge&Ae. 2016, V. 56, № 8, P. 1068–1074.
9. Filatov L.V., Melnikov V.F. Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8.

ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В ФОТОСФЕРЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ: МЕТОДИКА ВЫЧИСЛЕНИЙ, СТРУКТУРА И ДИНАМИКА

Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Республика Крым, Россия

VERTICAL ELECTRIC CURRENTS IN THE PHOTOSPHERE OF AN ACTIVE REGION: METHODS OF CALCULATION, STRUCTURE AND DYNAMICS

Fursyak Yu.A., Abramenko V.I.

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

Using HMI/SHARP magnetograms of the magnetic field vector for NOAA active region 12473 acquired on 27 December 2015, we investigate the magnetic fields and vertical electric currents. We explored two ways to calculate the 2D structure of the vertical electric current: the first is based on the differential formula for rotor, whereas the second is based on the integral Stokes law. The later showed some advantages as compared to the former. The calculated vertical currents were found to be very well balanced over the AR's area: the imbalance is around 0.022%. Around the leading spot of the active region, we found a regular vortex structure of the non-potential component of the observed transverse magnetic field, which means a presence of a resulting upward electric current spread over the leading part of the AR. The value of this global current is about $6 \cdot 10^{12}$ A. Giving the very low imbalance of the currents, we might conclude that the global current is closed over the chromosphere and corona in the rest of the AR's area.

Введение

Электрические токи являются хорошим индикатором любых изменений в структуре магнитных полей, их динамики. Изучая электрические токи, мы получаем возможность исследовать перестройки магнитных полей, получать информацию о превращении магнитной энергии в тепловую.

Для расчета величины вертикального электрического тока обычно используется дифференциальный метод [1], основанный на уравнениях Максвелла:

$$\mu_0 \mathbf{j} = \nabla \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

откуда:

$$j_z = \frac{1}{\mu_0} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right). \quad (2)$$

Мы же предлагаем следовать Гопасюку и Абраменко [2], и использовать для вычисления вертикальных электрических токов в активной области интегральную формулу Стокса

$$I_z = \frac{1}{\mu_0} \oint_L B_l dl \quad (3)$$

и метод Симпсона для приближенного вычисления интеграла правой части выражения (3). Обход контура осуществлялся против часовой стрелки. В этом случае положительный ток оказывался направленным вверх, на наблюдателя.

В рамках данной работы решалось две задачи. Первая – сравнение двух методов расчета вертикальных электрических токов – дифференциального (классического) и интегрального. Вторая задача – анализ структуры магнитных полей и вычисленных нами электрических токов в исследуемой активной области. В качестве исходных данных нами были использованы доступные на интернет-ресурсе <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html> SHARP-магнитограммы трех компонент полного вектора магнитного поля области NOAA AR12473 от 27 декабря 2015 года.

Сравнение дифференциального и интегрального методов расчета величины вертикального электрического тока

Для расчета вертикального электрического тока как дифференциальным, так и интегральным методами, необходимо использование данных о B_x и B_y компонентах магнитного поля активной области. Но методики расчета этой величины, и получаемые результаты отличаются, что видно из рис. 1 и рис. 2.

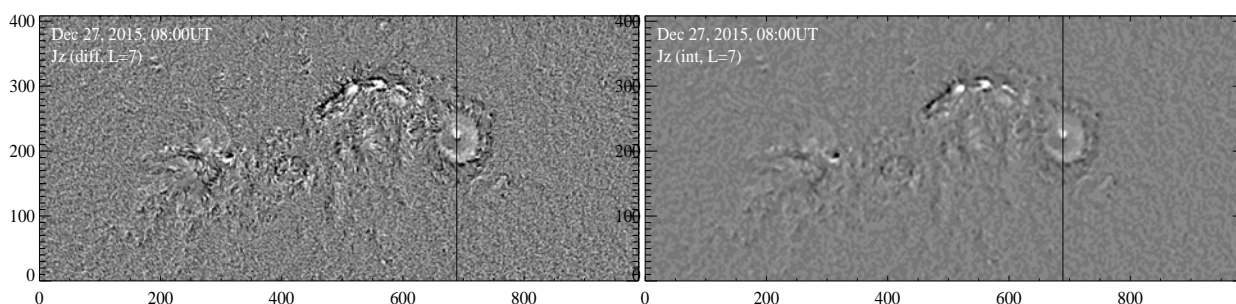


Рис. 1. Карты плотности вертикального электрического тока, рассчитанные дифференциальным (слева) и интегральным (справа) методами для контуров в 7 узлов.

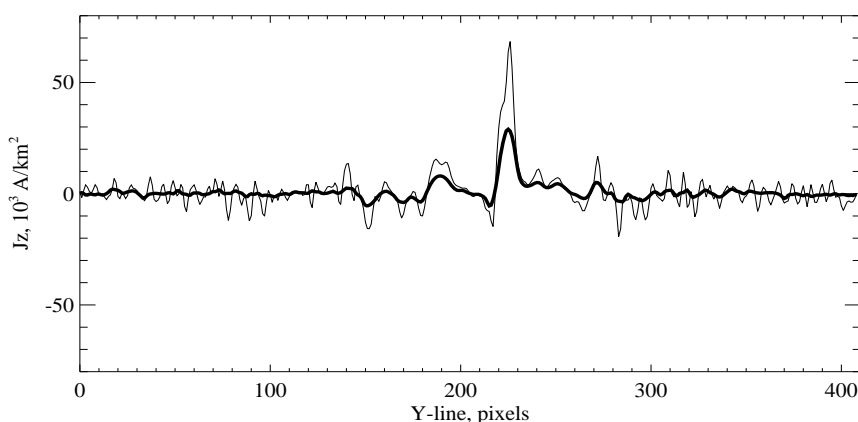


Рис. 2. Сравнение величин плотности вертикального электрического тока, рассчитанных дифференциальным (тонкая линия) и интегральным (жирная линия) методами вдоль вертикальной линии на рис. 1 для контуров в 7 узлов.

Важным преимуществом интегрального метода расчета вертикальных электрических токов, по сравнению с дифференциальным, является отсутствие необходимости дифференцировать магнитное поле. Интегральный метод обеспечивает меньший уровень шумов и отсутствие «ложных» сигналов (рис. 2). Интегральный метод (при условии использования контуров с небольшим количеством узлов) может быть использован как эффективный механизм сглаживания токов (рис. 1) при полном сохранении размеров токовых структур (рис. 2).

В последующих расчетах величины вертикального электрического тока мы использовали интегральный метод с контуром в 5 узлов.

Анализ структуры магнитных полей и электрических токов

В рамках решения второй задачи по имеющейся V_z компоненте наблюдаемого магнитного поля исследуемой активной области мы восстановили потенциальное горизонтальное магнитное поле [3].

Для выделения непотенциальной компоненты наблюдаемого магнитного поля активной области нами была проведена процедура наложения векторов потенциального и наблюдаемого полей. Далее вектор наблюдаемого магнитного поля был разложен на две составляющих – вдоль вектора потенциального поля (потенциальная часть наблюдаемого магнитного поля), и в направлении поперек вектора потенциального поля (непотенциальная часть). Выделив непотенциальную компоненту наблюдаемого магнитного поля активной области, мы обнаружили вокруг лидера группы регулярную вихревую структуру магнитного поля (рис. 3), которая, по всей видимости, связана с наличием распределенного глобального электрического тока в этой части АО. Направление закрутки этой структуры против часовой стрелки говорит о том, что ток должен быть направлен на наблюдателя.

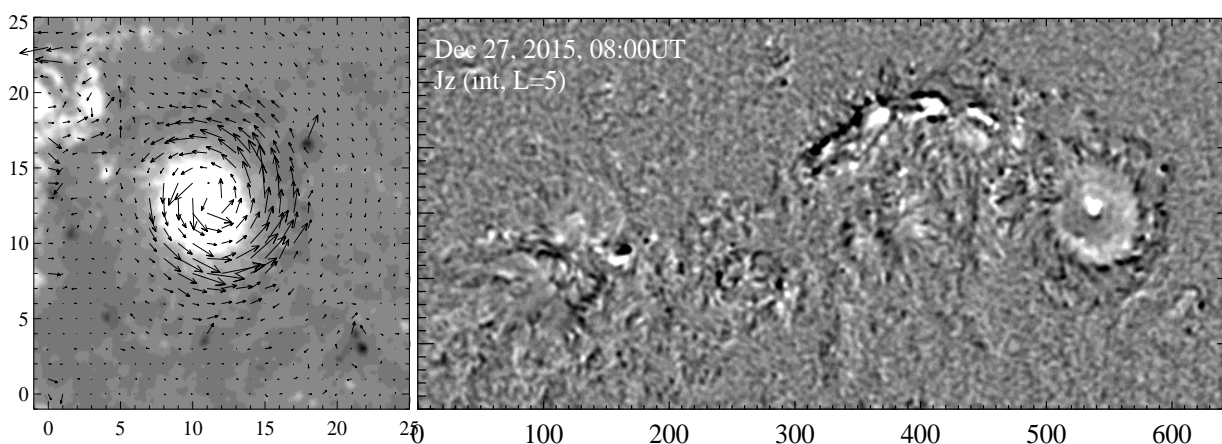


Рис. 3. Слева – регулярная вихревая структура непотенциальной компоненты наблюдаемого поля активной области вокруг лидера группы, обусловленная наличием глобального электрического тока. Справа – карта плотности вертикального электрического тока, рассчитанного интегральным методом с контуром в 5 узлов.

Мы выделили область вокруг лидера с преобладающим направлением закрутки структуры магнитного поля против часовой стрелки и рассчитали суммарный ток в этой области. Он оказался положительным по знаку и равным $6 \cdot 10^{12}$ А по абсолютной величине.

Исследуя структуру вертикальных электрических токов области NOAA AR12473, мы отметили, что электрические токи более мелкоструктурны, чем магнитное поле. В то же время, малый разбаланс токов ($\rho_1 = 0.022\%$) говорит о замкнутости токовых структур малого масштаба в низких петлях. То же можно сказать и о глобальном электрическом токе: чтобы выполнялся баланс, глобальный ток должен замыкаться через хромосферу и корону на оставшейся части исследуемой активной области.

Выводы и обсуждение

Изучив структуру магнитных полей и электрических токов в области NOAA AR12473, мы приходим к следующим выводам:

1) Интегральный метод вычисления вертикальных электрических токов, по сравнению с дифференциальным, обеспечивает лучшее сглаживание величины тока и отсутствие «ложных» сигналов, выделяя наиболее значимые токовые структуры и не меняя их профиль;

2) Ток в активной области, направленный вверх, в общем случае, хорошо скомпенсирован токами, направленными вниз ($\rho_1 = 0.022\%$). Такое поведение разбаланса тока свидетельствует о том, что локальные токи в АО замыкаются довольно низко, в низких петлях.

3) Вихревая структура непотенциальной компоненты наблюдаемого магнитного поля АО является признаком наличия глобального электрического тока, направленного вверх в лидирующей части группы пятен, и замкнутого через хромосферу и корону в остальной части АО. Величина глобального тока в лидирующей части группы составляет $6 \cdot 10^{12}$ А. Глобальный ток, уходя в корону, может быть связан с непотенциальностью магнитных полей в верхних слоях атмосферы Солнца. Поэтому можно предположить, что он будет связан и со вспышечной активностью группы.

4) Вычисленные локальные токи более мелкоструктурны, чем наблюдаемое магнитное поле АО, что может обеспечивать дополнительную информацию об изменениях в АО на малых масштабах.

Работа выполнена при частичной поддержке грантами РФФИ 16-02-00221 А, 17-02-00049 А, 17-42-92010 р_а.

Литература

1. *Wheatland, M.S.* ApJ, **532**. 2000. 616–621.
2. *Абраменко В.И., Гонасюк С.И.* Изв. Крымск. Астрофиз. Обс. **76**. 1987. 147–168.
3. *Sakurai, T.* Solar Phys. **76**. 1982. 301–321.

МАГНИТНАЯ АНОМАЛИЯ В ТЕНИ ПЯТНА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 12192

Цап Ю.Т.^{1,2}, Коваль А.Н.¹, Бабин А.Н.¹, Борисенко А.В.¹

¹НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория», Научный, Крым

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

THE MAGNETIC ANOMALY IN THE SUNSPOT UMBRA IN NOAA 12192 ACTIVE REGION

Tsap Yu.T.^{1,2}, Koval A.N.¹, Babin A.N.¹, Borisenko A.V.¹

¹Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea

²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg

We report a magnetic anomaly, specifically an apparent sign reversal of magnetic polarity in small area of sunspot umbrae in active region NOAA 12192 on the Solar Dynamic Observatory Helioseismic and Magnetic Imager (SDO/HMI) magnetograms during 2014 October 21–26. We carried out a detailed study of this anomaly and offer interpretation that this phenomenon is not product of instrumental/algorithmic artifact related to particular SDO/HMI data reduction techniques, but represent a real occurrence of new flux emergence into region of oppositely signed magnetic field.

Введение

Известно, что все явления, происходящие на Солнце, определяются взаимодействием солнечной плазмы с магнитным полем, а их особенности структурой и динамикой как крупномасштабных, так и тонкоструктурных магнитных полей. В первую очередь магнитные поля определяют солнечную активность и ее воздействие на околоземное пространство. Отсутствие подробных данных о тонкой структуре магнитных полей является одной из причин недостаточного понимания физики многих нестационарных процессов. Поэтому исследование структуры магнитных полей в сложных активных областях на Солнце приобретает все большую актуальность. Особый интерес представляют «магнитные транзиенты» или «магнитные аномалии» – появление на магнитограммах продольного поля тени пятна небольшой области противоположной полярности. Многие транзиенты наблюдаются на протяжении короткого времени во время импульсной фазы сильных вспышек и носят обратимый характер [1], но некоторые «аномалии» обнаруживаются и в медленно эволюционирующей тени солнечных пятен [2]. Интерпретация этих явлений до настоящего времени не является однозначной. Их появление может быть связано как с инструментальными эффектами, так и с изменением физических условий в солнечной атмосфере, приводящих к изменению профиля линии. Но многие аномалии могут представлять реальные изменения магнитных полей.

С 17 по 30 октября 2014 г. по диску Солнца проходила одна из самых мощных активных областей (АО) 24 цикла солнечной активности NOAA

12192. АО имела сложную магнитную структуру ($\beta\gamma\delta$), но особый интерес представляла «магнитная аномалия» – небольшая область противоположной полярности в тени хвостового пятна на магнитограммах продольного магнитного поля SDO/HMI. Напряженность магнитного поля в этом ядре по визуальным спектральным наблюдениям КрАО РАН достигала 3500 Гс. Появление небольшой области противоположной полярности в области тени с напряженностью 3500 Гс вызывает сомнения в реальности ее существования: является она реальной структурой или артефактом.

Цель настоящей работы – на основании современных спутниковых и наземных наблюдений, полученных с помощью SDO/HMI и SDO/AIA с привлечением наземных наблюдений, полученных на Башенном солнечном телескопе БСТ-2 и Большом коронографе КГ-2 в Крымской астрофизической обсерватории, подробно изучить структуру и эволюцию магнитной аномалии, обнаруженной в тени хвостового пятна активной области (АО) NOAA 12192 на SDO/HMI магнитограммах продольного магнитного поля, ее связь с нестационарными процессами в АО, исследовать влияние инструментальных эффектов, методики обработки данных и изменения профиля линии на полученные результаты измерения магнитных полей. Также провести сравнительный анализ возможных механизмов, ответственных за наблюдаемое явление.

Активная область NOAA 12192

Подробный анализ развития АО показал, что мощный мультиполярный центр сформировался вследствие бурного массового выхода нового магнитного потока во многих местах АО и в непосредственной близости от нее, который происходил на протяжении нескольких дней. Таким образом образовался активный центр, состоящий из нескольких биполей, находящихся на разных стадиях развития. Отметим две особенности выхода нового магнитного потока. Первая – это его тонкоструктурность, проявляющаяся в появлении большого количества мелких пор, то есть выходящий поток был сосредоточен в малых дискретных элементах. Вторая – это выход нового магнитного потока в области сильного магнитного поля хвостового пятна. Магнитные связи между магнитными центрами были очень сложные: силовые линии часто замыкались не на ближайшие, а на удаленные полюса противоположной полярности.

Аномалия: эволюция, структура и связи с другими явлениями

Магнитная аномалия была обнаружена на SDO/HMI магнитограммах 21 октября. На рис.1 представлено изображение пятна в континууме, магнитограмма и ход напряженности магнитного поля вдоль светлой линии на магнитограмме. На разрезе четко видно изменение направления магнитного поля в месте аномалии. Аномалия наблюдалась на протяжении 21–26 октября, появляясь на несколько часов, изменяла форму и яркость, затем исчезала, но через некоторое время снова появлялась в том же месте.

Она состояла из отдельных элементов диаметром около 1 угл. сек., которые группировались в образование округлой формы диаметром до 10 угл. сек. Появление и исчезновение аномалии по времени не связано со вспы-

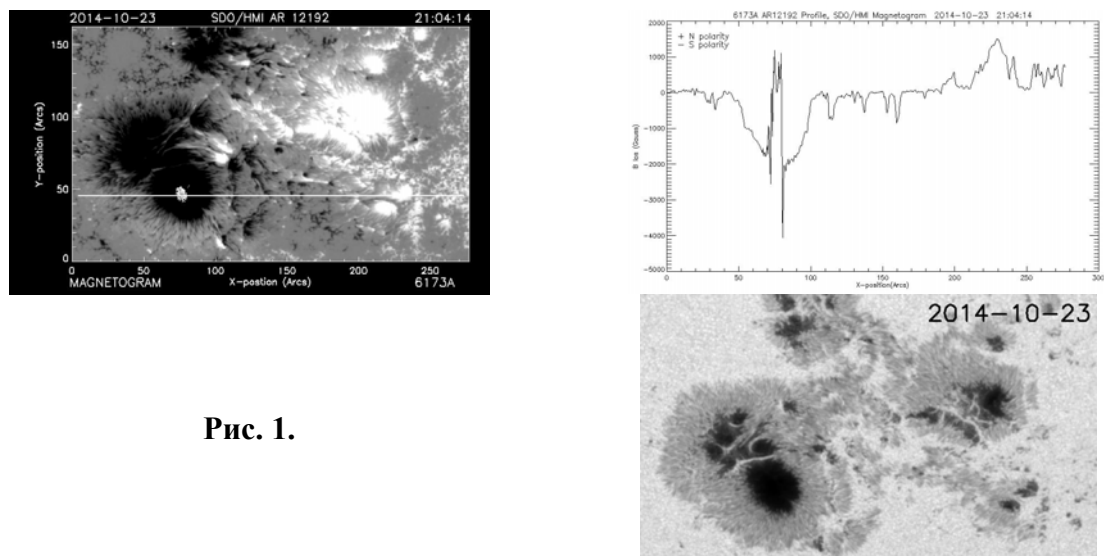


Рис. 1.

шками. Кроме того, она наблюдалась вне областей, занятых вспышечной эмиссией. Наблюдалась тесная корреляция аномалии с короткой системой петель на SDO/AIA изображениях Солнца в полосе 171Å, которые показывают магнитные взаимосвязи и структуру магнитных полей в более высоких слоях солнечной атмосферы (см. рис. 2). Из рис. 2 видно, что места укоренения петель хорошо соответствуют положению магнитных центров в фотосфере. На рис. 2 отмечена система петель N2S2, магнитный центр

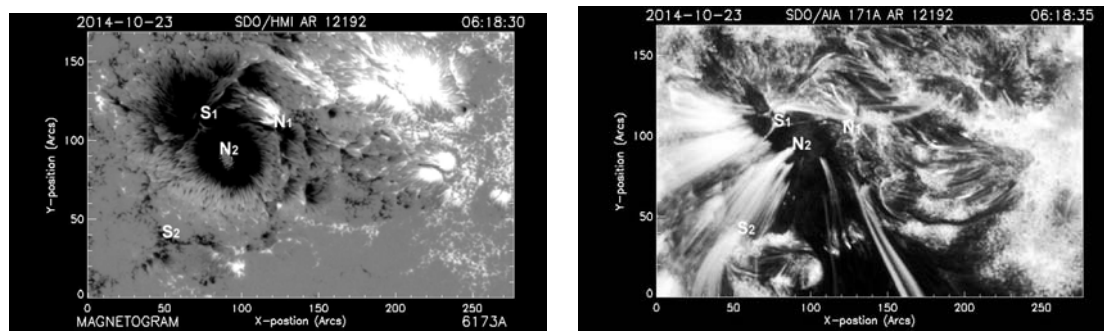


Рис. 2.

N2 которой расположен в месте исследуемой аномалии и замыкается на область S2 полярности, расположенную вне хвостового пятна. Хвостовое пятно, в котором наблюдалась аномалия, было очень нестабильным. В его полутени появлялись новые ядра S и N полярности, которые были очень динамичны. Ядра разделены светлыми мостами, появление которых является свидетельством фрагментации магнитного поля пятна. Спектральные H α наблюдения на КГ-2 показали, что в полутени пятна и непосредственно на большом южном ядре все время наблюдались усы, появление которых тесно связано с выходом нового магнитного потока. Аномалия появилась

21 октября в период бурного массового выхода магнитного потока и не наблюдалась 27 октября, когда поток в АО заметно ослабел.

Обсуждение и интерпретация

1. Рассмотрим возможное влияние изменения профиля линии железа 6173 \AA в области сильных магнитных полей в тени пятна и лучевых скоростей на полученные результаты измерения магнитных полей на SDO/HMI. Так как магнитная аномалия не связана со вспышками, то ограничимся влиянием на магнитографические измерения наклона силовых линий магнитного поля, когда контуры усложняются из-за наложения пи и сигма компонент. В ходе моделирования мы исходили из методики наблюдений продольного магнитного поля на SDO/HMI [3]. Нами были использованы теоретические профили линии 6173 \AA в спектре пятна, полученные Степановым [4] в результате решения уравнения переноса излучения в присутствии сильного магнитного поля для разных углов наклона силовых линий. Результаты расчетов показали, что различные комбинации модифицированных профилей линии поглощения в пределах напряженностей до 3000 Гс и лучевых скоростей до 5 км/с могут привести к существенному занижению величины напряженности поля, но не приводят к изменению его знака.

2. Отмеченные выше особенности аномалии, такие как время существования, эволюция, тонкая пространственная структура, отсутствие временной и пространственной корреляции со вспышками, тесная связь с системой петель на изображениях в полосе 171 \AA , появление усов и выбросов в области аномалии соответствует особенностям всплытия нового магнитного потока. Анализ аннигиляции магнитных полей в тени солнечного пятна в результате пересоединения магнитных силовых линий в приближении симметричного токового слоя показал, что этот процесс может происходить в течение длительного времени на малых масштабах. Таким образом, исследуемая аномалия – это реально существующая область другой полярности, образовавшаяся в результате выхода нового магнитного потока противоположной полярности в области тени нестабильного пятна. Выходящий поток состоял из тонкоструктурных элементов магнитного поля $\sim 1000 \text{ Гс}$, что хорошо согласуется с кластерной моделью тени пятна Северного-Паркера [5, 6].

Работа поддержана грантами РФФ 16-12-10448 и РФФИ 16-02-00221А.

Литература

- Paterson A., Zirin H. // Astrophys. J. 1981. V. 243. P. L99.*
Северный А.Б. // Астрон. журн. 1959. Т. 36. С. 208.
Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I. et al // Solar Phys. 2012. V. 275. P. 229.
Степанов В.Е. // Изв. Крым. астрофиз. обс. 1958. Т. 19. С. 20.
Severny A.B. // Soviet Astronomy. 1965. V. 9. P. 171.
Parker E.N. // Astrophys. J. 1979. V. 230. P. 905.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АЛЬФВЕНОВСКИХ МОД ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ТРУБОК В НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА: АНАЛИТИЧЕСКИЕ И ЧИСЛЕННЫЕ ОЦЕНКИ

Цап Ю.Т.^{1,2}, Копылова Ю.Г.², Степанов А.В.²

¹*КРАО, п. Научный, Крым, Россия*

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

MODELING OF THE ALFVÉN MODES OF THIN MAGNETIC TUBES IN THE LOWER ATMOSPHERE OF THE SUN: ANALYTICAL AND NUMERICAL ESTIMATES

Tsap Yu.T.^{1,2}, Kopylova Yu.G.², Stepanov A.V.²

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

Two approaches are used for description of linear transverse (kink) modes excited in a vertical thin magnetic flux tube. First one is based on the elastic thread model. The second one follows from the Taylor and Laurent series expansions of wave variables with respect to the tube radius inside and outside of the magnetic flux tube. It has been shown that the main reason of the discrepancy of these approaches is related to the phenomenological equation of plasma motion used in the former case. This suggests that some results obtained by Spruit [4] should be revised.

В настоящее время не вызывает сомнений необходимость исследования квазипериодических пульсаций в атмосфере Солнца. Согласно существующим представлениям, основным структурным элементом солнечной фотосферы являются тонкие интенсивные магнитные трубки с диаметром менее ста километров, на которые может приходиться до 90% магнитного потока [5]. Данные магнитные образования подобны волноводам и способны эффективно передавать механическую энергию конвективных движений в верхние слои солнечной атмосферы. Считается, что в них могут возбуждаться три основные волновые моды: медленные магнитозвуковые, поперечные (изгибные) и крутильные [3, 4]. До последнего времени ввиду малых масштабов магнитных трубок вопрос об относительной роли тех или иных мод в атмосфере Солнца оставался открытым.

Известно, что высокочастотные моды альфвеновского типа возбуждаются в фотосфере и подвержены сильному затуханию в хромосфере, если их период $T < 10$ с, в то время как волны с $T > 40$ с отражаются от переходной области. Недавно Лопин и др. [1, 2], использовали метод разложения возмущенных величин в ряд по радиусу трубки и обратили внимание, что предложенная ранее Спруитом [4] модель «упругой нити» для изучения свойств распространяющихся в стратифицированной адиабатической атмосфере поперечных мод тонкой магнитной трубки, требует пересмотра.

В частности, в отличие от результатов Спруита [4], распространение поперечных мод в вертикальных магнитных трубках фотосферы Солнца должно быть свободным, тогда как согласно [4] частота отсечки соответствует периодам $T_c = 3 - 10$ мин. Это кардинально меняет наши представления о генерации и распространении низкочастотных изгибных волн в нижней атмосфере Солнца, которые могут играть важную роль в нагреве и ускорении солнечного ветра.

Цель представленной работы — сравнить модели, предложенные Спруитом [4] и Лопиным и др. [1, 2], чтобы выяснить причины разночтений, тем самым, определив более адекватный подход.

Вертикальная магнитная трубка в стратифицированной атмосфере

Магнитное поле внутри тонкой трубки радиуса r зададим в виде: $\vec{B} = B_z(0, z)\vec{e}_z + B_r(r, z)\vec{e}_r$. Принимая $B_r(r, z) = \alpha r$, $\alpha = \text{const}$, раскладывая компоненты поля в ряд, уравнение магнитных силовых линий имеет вид $\frac{dz}{dr} = \frac{B_z}{B_r} = \frac{B_z}{\alpha r}$, откуда с учетом $\nabla \vec{B} = 0$ получаем

$$B_r(r, z) = -\frac{r}{2} \frac{dB_z(z)}{B_z} \quad (1)$$

Из (1) следует условие сохранения продольного магнитного потока по сечению трубки: $B_z r^2 = \text{const}$. Причем этот вывод не зависит от соотношения между значениями компонент B_z и B_r , т.е. он применим и для толстых трубок.

Изменение плотности плазмы с высотой внутри и снаружи (e) трубки зададим в виде: $\rho = \rho_0 e^{-z/H}$, $\rho_e = \rho_{0e} e^{-z/H}$, где H — характерная шкала высот. Поскольку условие МГД равновесия для изолированной трубки ($B_e = 0$) имеет вид:

$$p + \frac{B_z^2 + B_r^2}{8\pi} = p_e,$$

то с учетом (1):

$$B_z = B_0 e^{-z/2H}, \quad B_r(r, z) = \left(\frac{r}{4H} \right) B_0 e^{-z/2H} \quad (2)$$

Метод разложения в ряд по малому параметру

Подход, предложенный Лопиным и др. [1, 2], предполагает, что радиальная и азимутальная составляющие возмущенного магнитного поля имеют более высокий порядок малости по сравнению с продольной z компонентой. При этом возмущенные величины во внутренней области трубки можно разложить в ряд Тейлора, что приводит к соотношениям:

$$s_r(r, \varphi, z) = s_{r0}(\varphi, z) + s_{r2}(r, \varphi, z) + \dots, \quad s_\varphi(r, \varphi, z) = s_{\varphi0}(\varphi, z) + s_{\varphi2}(r, \varphi, z) + \dots,$$

$$s_z(r, \varphi, z) = s_{z1}(r, \varphi, z) + s_{z3}(r, \varphi, z) + \dots, \quad b_r = b_{r0}(\varphi, z) + b_{r2}(r, \varphi, z) + \dots, \\ b_z = b_{z1}(r, \varphi, z) + b_{z3}(r, \varphi, z) + \dots, \quad \delta P = \delta P_1(r, \varphi, z) + \delta P_3(r, \varphi, z) + \dots, \quad (3)$$

где возмущение полного давления $\delta P = \delta p + (\vec{b}\vec{B})/4\pi$. Уравнение движения при этом принимает вид:

$$\rho_e \frac{\partial^2 s_{r0}}{\partial t^2} = \frac{\partial p_{e0}}{r}. \quad (4)$$

Используя (4) и систему линейных уравнений МГД, получаем волновое уравнение для изгибных поперечных мод:

$$\frac{\partial^2 s_{r0}}{\partial z^2} - \frac{1}{2H} \frac{\partial s_{r0}}{\partial z} + \left(\frac{\omega^2}{c_k^2} + \frac{1}{16H^2} \right) s_{r0} = 0, \quad (5)$$

решение волнового уравнения — $s_{r0} \propto e^{1/(4H)z \pm i\omega/c_k z}$ показывает, что бегущие изгибные волны могут свободно распространяться в стратифицированных магнитных трубках, что противоречит результатам Спруита [4].

Приближение «упругой нити»

Спруит [4] в ходе рассмотрения изгибных колебаний тонкой вертикальной магнитной трубки исходил из приближения, при котором трубка считается однородной, т.е. зависимостью равновесных величин от r можно пренебречь. В результате, волновое уравнение сводится к виду

$$\frac{\partial^2 s_{\perp}}{\partial z^2} - \frac{1}{2H} \frac{\partial s_{\perp}}{\partial z} + \frac{\omega^2}{c_k^2} s_{\perp} = 0, \quad (6)$$

где s_{\perp} — смещение, перпендикулярное оси трубки z , а решение имеет вид: $s_{\perp} \propto e^{1/(4H)z \pm i\sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}/c_k z}$. Откуда следует, что частота отсечки $\omega_c = c_k/2H$, где $c_k = B_z/\sqrt{4\pi(\rho + \rho_e)}$ — фазовая скорость волны. Заметим, что (6) следует из уравнения движения нити: $(\rho + \rho_e)(d\delta V/dt)_{\perp} = F_{\perp}$, где сила F_{\perp} включает только действие внутренних сил, тогда как левая часть уравнения описывает инерцию плазмы внутри и снаружи (e) трубки. На наш взгляд, именно данное обстоятельство является главным недостатком модели Спруита [4], что и приводит к противоречию.

Несколько иной точки зрения придерживаются Лопин и др. [1, 2], связавшие различие в результатах с радиальной компонентой магнитного поля трубки. Исходя из уравнения движения Спруита [4] в поперечном оси трубки направлении в криволинейных координатах

$$(\rho + \rho_e) \frac{\partial^2 s_{\perp}}{\partial t^2} = \frac{B^2 + B_e^2}{4\pi} \vec{c} + (\rho - \rho_e)(\vec{e}_l \times \vec{g}) \times \vec{e}_l \quad (7)$$

с помощью уравнения индукции в декартовой системе координат

$$b_x = B_z \frac{\partial s_x}{\partial z} + \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{B_x}{x} \right) s_x, \quad (8)$$

где $b_r = b_x \cos \varphi$ и $s_r = s_x \cos \varphi$, Лопин и др. [1, 2] попытались свести уравнение (7) к уравнению (5). Используя (1) и (8), в [1, 2] было получено следующее выражение для возмущенной компоненты единичного вектора

$$l'_x = \frac{b_x}{B_z} = \frac{\partial s_x}{\partial z} + \frac{1}{2B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} s_x, \quad (9)$$

в то время как у Спруита [4]: $l'_x = \frac{b_x}{B_z} = \frac{\partial s_x}{\partial z}$. Лопин и др. [1, 2] показали, что

уравнение (7) сводится к волновому уравнению (5) после подстановки (9) в (7), т.е. привлекаемый ими подход носит более общий характер. Однако в рамках подхода Спруита [4]

$$\left| \frac{1}{s_{x0}} \frac{\partial s_{x0}}{\partial z} \right| \ll \left| \frac{1}{2B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \right| = \frac{1}{4H},$$

при этом волновое уравнение (6) сводится к выражению

$$\frac{\partial^2 s_{x0}}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c_k^2} + \frac{1}{16H^2} \right) s_{x0} = 0, \quad (10)$$

которое не совпадает с уравнением (6), если принять во внимание, что $s_{x0} \equiv s_{\perp}$. Следовательно, расхождение, скорее, связано с неадекватным видом уравнения движения нити, а не с радиальной компонентой магнитного поля, как считают Лопин и др. [1, 2].

Выводы

Мы рассмотрели два подхода, применяемых для описания изгибных колебаний вертикальных тонких магнитных трубок в стратифицированной атмосфере Солнца. Первый подход [1, 2] базируется на разложении в ряд возмущенных величин, второй [4] следует из модели упругой нити. Показано, что рассмотренные подходы дают разные результаты. В первую очередь, это связано с частотой отсечки, найденной Спруитом [4] в рамках феноменологического подхода. Мы показали, что подход Лопина и др. [1, 2] более адекватен и подтвердили вывод о свободном распространении изгибных мод в стратифицированных магнитных трубках. Вместе с тем этот вывод никак не связан с учетом радиальной компоненты магнитного поля трубки.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФ (№ 16-12-10448).

Литература

1. Lopin, I.P., Nagorny, I.G., *Astrophys. J.* **774**, 121 (2013).
2. Lopin, I.P. et al., *Solar Phys.* **289**, 3033 (2014).
3. Roberts, B., Webb, A.R., *Solar Phys.* **56**, 5 (1978).
4. Spruit, H.C., *Astron. Astrophys.* **98**, 155 (1981).
5. Stenflo, J.O., *Astron. Astrophys.* **529**, id.A42 (2011).

О СВЯЗИ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С ИЗМЕНЕНИЕМ ПЛОЩАДИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

**Цап Ю.Т.^{1,2}, Малащук В.М.¹, Борисенко А.В.¹, Ахтемов З.С.¹,
Андреева О.А.¹, Жигалкин Р.К.¹**

¹*КрАО РАН, Научный, Крым*

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург*

ON THE RELATION BETWEEN SOLAR WIND SPEED AND CORONAL HOLE AREAS

**Tsap Yu.T.^{1,2}, Malashchuk V.M.¹, Borisenko A.V.¹, Akhtemov Z.S.¹,
Andreeva O.A.¹, Zhigalkin R.K.¹**

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg*

The influence of the magnetic flux tube expansion on the solar wind speed is investigated. Based on BST-2 and SDO/AIA observations obtained in He I 1830 Å and Fe XII 193 Å lines, respectively, it has been shown that the correlation between the solar wind speed and the magnetic flux tube expansion is quite complex. This suggests that the model proposed by Wang [1] for explanation of the origin of the slow solar wind should be revised.

Введение

Корональные дыры – области с открытой конфигурацией магнитного поля, имеющие пониженную в несколько раз по сравнению с окружающей короной плотность плазмы. В период слабой солнечной активности корональные дыры концентрируются в области полюсов, а в период максимума – распределены по всем широтам приблизительно равномерно. Поток ионизированных частиц распространяясь вдоль открытых магнитных силовых линий, образуя таким образом быструю компоненту солнечного ветра. Хотя на экваторе фотосфера Солнца вращается быстрее, чем на полюсах, складывается впечатление, что корональные дыры вращаются твердо с периодом около 27.5 суток, который не зависит от широты.

Еще в начале 60-х [1] было обнаружено, что солнечный ветер состоит из двух компонент медленной (300–500 км/с) и быстрой (500–800 км/с). Благодаря наблюдениям на спутнике Улисс было также установлено, что в период минимума солнечной активности на низких широтах ($\pm 20^\circ$ от эклиптики) солнечный ветер – медленный, тогда как на более высоких он становится быстрым. Это, пожалуй, является наиболее веским свидетельством в пользу тесной связи быстрого солнечного ветра с корональными дырами. При этом следует подчеркнуть, что медленный ветер отличается гораздо меньшей пространственной и временной переменностью, более высокая степень ионизации атомов и большее обогащение легко ионизированными элементами, такими как железо и магний (FIP - эффект). Вследствие

этого обычно считается, что происхождение медленного ветра связано с корональными петлями. Вместе с тем не следует также исключать, что данная компонента возникает в мелкомасштабных корональных дырах, окаймляющих активные области [2]. В рамках этой модели малая скорость ветра объясняется тем, что магнитные трубки быстро расширяются с высотой. Хотя данный эффект применительно к корональным дырам исследовался многими авторами, тем не менее, для определения площадей корональных дыр на разных высотах, как правило, они ограничивались моделированием фотосферных магнитных полей в потенциальном приближении [1, 3]. Между тем такой подход ввиду его ограниченности и возможных больших погрешностей, связанных с магнитографическими измерениями, может приводить к значительным ошибкам [4]. Это предполагает необходимость привлечения иных подходов.

Площадь корональных дыр и скорость солнечного ветра

Для сравнения площадей корональных дыр на разных высотах мы использовали изображения полного диска Солнца в линиях He I 10830 Å и в линии Fe XII 193Å, полученные соответственно на Башенном солнечном телескопе (БСТ-2) КрАО РАН и спутнике SDO/AIA. Разница в характерных высотах формирования этих линий составляет около 70 000 км. Отметим также, что корональным дырам на изображениях HeI соответствуют светлые области, а в линии Fe XII – темные.

Нами также привлекались магнитограммы SDO/HMI, которые использовались для оценки площади корональных дыр на уровне фотосферы в рамках модели Potential-field Source-surface (PFSS), включенно в библиотеке программ SolarSoft.

В линии He I 10830 Å учитывался также эффект потемнения к краю солнечного диска. Изображения были приведены к единому масштабу при помощи специально разработанной программы Solar Data Application (Р.К. Жигалкин). Для выделения контуров и получения значений площади использовалась стека фреймворков ReactJS + Redux и мультиплатформенной оболочки Electron.

Согласно работе [5], основной вклад в солнечный ветер вносят корональные дыры, находящиеся в окрестности ($\pm 10^\circ$) от центрального меридиана. Поэтому, исходя из этих соображений, расчет площадей проводился в те моменты времени, когда центр тяжести дыр приходился на центральный меридиан (рис. 1). Подчеркнем, что в рассматриваемый период времени (2015–2017 гг.) на диске Солнца доминировала так называемая гигантская корональная дыра (см. работу Андреевой и др. в настоящем сборнике), что значительно упрощало проведение описанной выше процедуры.

Для определения скорости солнечного ветра привлекались данные, полученные с помощью приемника Solar Wind Electron Proton and Alpha Monitor (временное разрешение около 1 часа), размещенном на борту

спутника Advanced Composition Explorer (ACE, <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/level2/>). При этом, следуя работе [6] и полагая временную задержку равной 3–4 дням, мы исходили из максимальных и усредненных за 1 сутки значений скорости (рис. 2). Принималось также во внимание, что

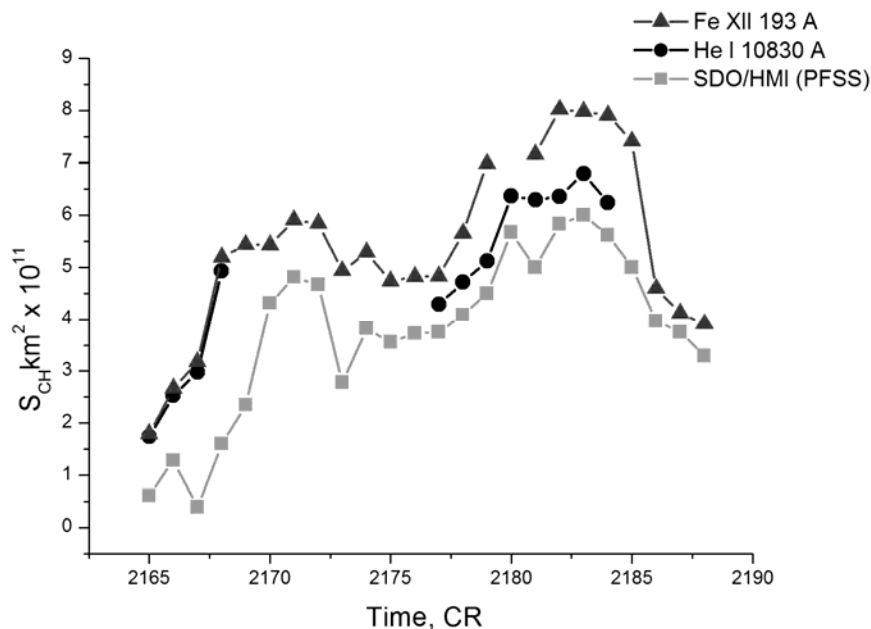


Рис. 1. Зависимость площадей корональных дыр в области центрального меридиана от кэррингтоновского оборота, полученные из измерений в линиях Fe XII 193 А (треугольники), He I 10830 А (кружки) и результатов моделирования магнитного поля (PFSS, квадратики).

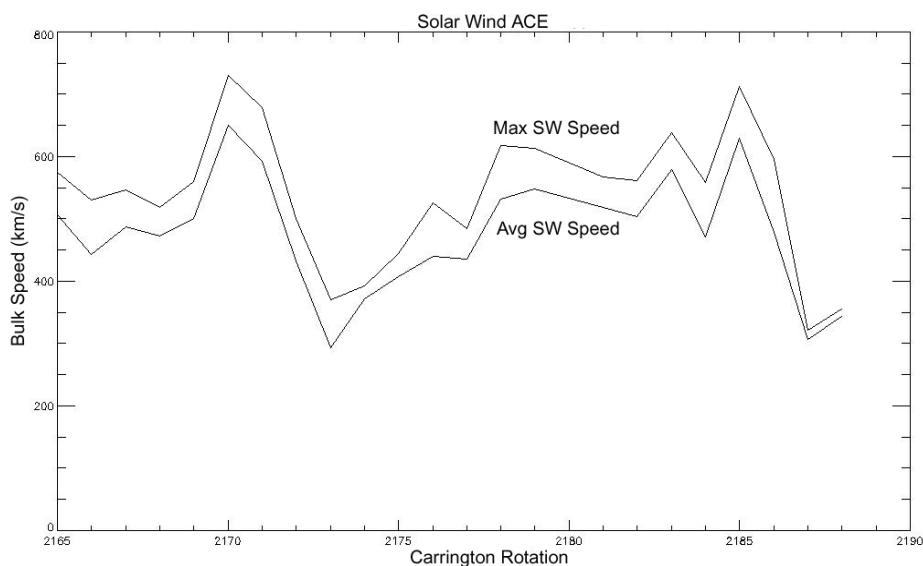


Рис. 2. Зависимость максимальной (верхняя кривая) и усредненной (нижняя кривая) скоростей солнечного ветра от кэррингтоновского оборота.

в исследуемые интервалы времени корональные выбросы массы отмечены не были.

Обсуждение результатов и выводы

Прежде всего, на рис. 1 обращает на себя внимание хорошо выраженная тенденция роста площади корональных дыр с высотой при переходе из фотосферы в корону, которая может варьироваться в широких пределах. При этом изменение площади может быть довольно значительным, что хорошо согласуется с представлениями, следующими из так называемой модели магнитного балдахина (canopy model). Из сравнения рис. 1 и рис. 2 видна также достаточно хорошо изученная корреляция между площадью корональных дыр и скоростью солнечного ветра [7]. Между тем его связь с темпом расширения магнитных трубок не обнаруживается, что противоречит модели [2] и свидетельствует в пользу существования более сложной зависимости. Значения коэффициентов корреляции, а также соответствующие диаграммы рассеяния будут приведены в последующей более детальной публикации.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (№ 16-12-10448).

Литература

1. *Cranmer S.R., Gibson S.E., Riley P.*, 2017, *Space Sci. Rev.*, arXiv:1708.07169.
2. *Wang Y.-M.*, 2017, *Astrophys. J.*, 841, id. 94, 18 pp.
3. *Levine R.H., Altschuler M.D., Harvey, J.W.*, 1977, *JGR*, 82, 1061.
4. *Hayashi K.; Yang S., Deng Y.*, 2016, *JGR*, 121, 1046.
5. *Vršnak B., Temmer M., Veronig A.M.*, 2007, *Solar Phys.*, 240, 315.
6. *Nolte J.T., Krieger A.S., Timothy A.F. et al.*, 1976, *Solar Phys.*, 46, 303.
7. *Tokumaru, M., Satonaka, D., Fujiki, K.; Hayashi, K., Hakamada, K.*, 2017, *Solar Phys.*, 294, 41.

ДИНАМИКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н.

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

TIME DEPENDENCE OF ACCELERATED ELECTRONS ENERGY SPECTRA AND HARD X-RAY ENERGY SPECTRA OF LOCAL SOURCES IN SOLAR FLARES

Charikov Yu.E., Ovchinnikova E.P., Shabalin A.N.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

The energy spectra of hard X-rays registered by RHESSI imager of 2013-05-13 T15:52 are treated. The data obtained with high energy (1 keV), space (3-5 arcsec) and time resolution (4s). Looptop and two footpoints of local hard X-ray sources are observed during this flare. The footpoint energy spectra are similar in time. The looptop hard X-ray energy spectra are softer and this difference increases with time. To reconstruct an electron energy spectra two techniques were applied: forward – fitting and the method of solution of Volterra integral equation. The forward – fit method allowed to define power-law accelerated electrons energy spectra with exponents $\delta = 3.3$ for footpoints and $\delta = 9.0$ for looptop. Solving integral equation results another types of energy spectra. The significant features in energy spectra (a local minimums) are revealed in different time of flare evolution. The possible explanation of these features is briefly discussed.

Проблема ускорения электронов *in situ* во время вспышек не может быть решена однозначно, необходимо привлечение результатов измерений в широком диапазоне длин волн. Высокое пространственное (~ 1 кэВ), временное (≥ 4 с) и энергетическое (≥ 1 кэВ) разрешение рентгеновского спектрометра RHESSI [1] позволяют получать данные о параметрах локальных источников жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) во время достаточно мощных солнечных вспышек (см., например, [2]). Привлекая данные HMI/SDO [3], а также УФ-наблюдения [4], можно восстановить картину магнитного поля в области рентгеновского излучения во время вспышек. Задача получения спектров излучающих ускоренных электронов требует аккуратного восстановления спектра рентгеновских фотонов, искаженного в процессе регистрации по причинам наличия фона, эффекта насыщения и “pile – up” с учетом матрицы функции отклика [5]. Особенность нашего рассмотрения заключается в получении энергетических спектров ЖРИ и ускоренных электронов в локальных областях вспышечных петель в различные моменты эволюции вспышки. Рассмотрение всех этапов будет выполнено для данных наблюдений во время вспышки SOL2013-05-13T15:52 (X2.8). Вспышка произошла на лимбе и потому возможно пространственно

локализовать источники ЖРИ. Интенсивность ЖРИ (рис. 1) с учетом ошибок была восстановлена программой SPEX по данным скоростей счета. На рис. 1 представлен временной ход интенсивности ЖРИ разных энергий. Вертикальные полосы выделяют моменты времени, для которых рассчитываются энергетические спектры. Локализация ЖР-источников с энергией 27–56 кэВ для первых двух моментов времени показана справа. Интенсивность ЖРИ определяется сверткой функции распределения электронов и сечения тормозного процесса, то есть для определения спектра электронов необходимо решать обратную задачу.

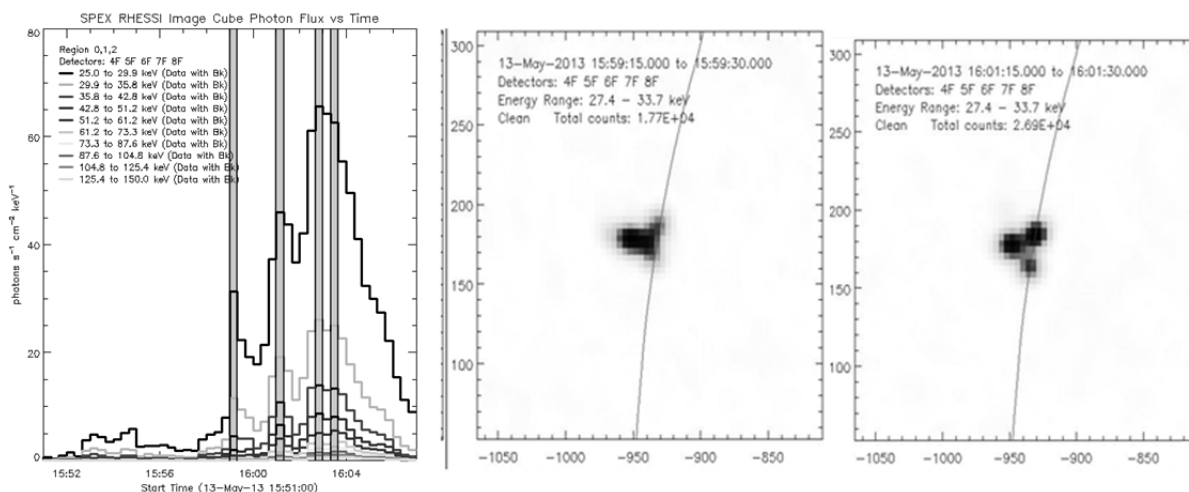


Рис. 1. Временной ход ЖРИ и изображения локальных источников для SOL2013-05-13. Энергетические спектры ЖРИ и ускоренных электронов из вершины всплывающей петли и двух оснований

Результаты и обсуждение

Ядром интегрального уравнения для определения усредненной по объему источника функции распределения электронов является сечение тормозного процесса. Для нерелятивистских энергий электронов сечение тормозного излучения зависит только от энергий электрона и фотона. Именно оно и используется при решении обратной задачи методом регуляризации Тихонова [6] с выбором оптимального значения параметра регуляризации α . Параметр регуляризации α выбирался по критерию наименьших невязок, и его значение было равно 10^{-7} . Другим, более простым в реализации методом определения вида и параметров спектра электронов, является метод “forward - fitting”, основанный на задании конкретного вида спектра ускоренных электронов ($\sim KE^{-\delta}$). Оптимальный выбор параметров спектра K и δ определяется минимизацией по χ^2 расчетного и наблюдаемого спектров ЖРИ. На рис. 2 показаны спектры ЖРИ и ускоренных электронов для вершины петли в различные моменты времени. Отметим, что вид спектров ЖРИ в диапазоне энергий 30–130 кэВ строго не описывается степенным законом. Только в отдельных достаточно узких энергетических интервалах возможно такое описание. Спектр ускоренных

электронов содержит особенности типа локальных минимумов (в диапазоне 40–60 кэВ), инверсий. Для северного основания спектры ЖРИ более жесткие, причем жесткость возрастает со временем нарастания потока (рис. 3 слева). Спектры электронов претерпевают особенности – изломы также в диапазоне 40–60 кэВ. Спектры из южного основания подобны спектрам, приведенным на рис. 3. Используя метод “forward - fitting” для

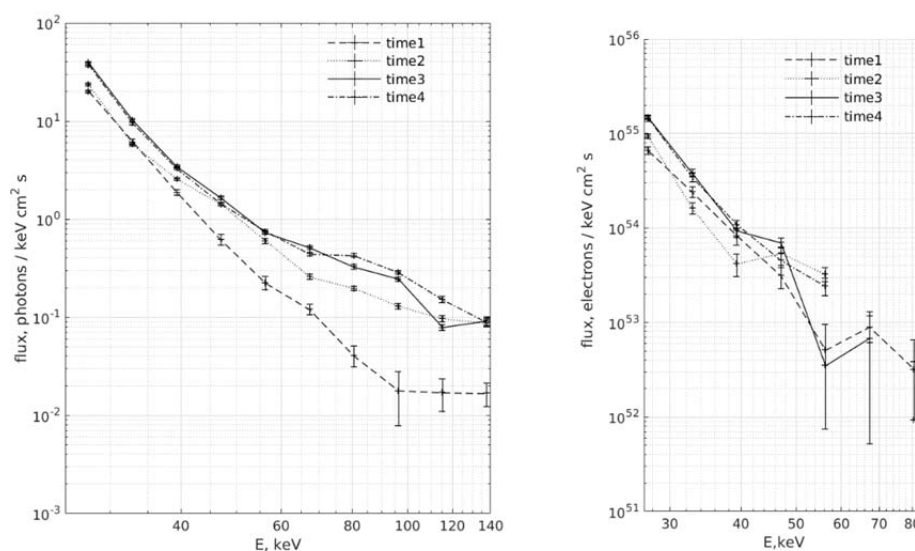


Рис. 2. Спектры ЖРИ и ускоренных электронов (справа) для вершины петли и выбранных моментов времени.

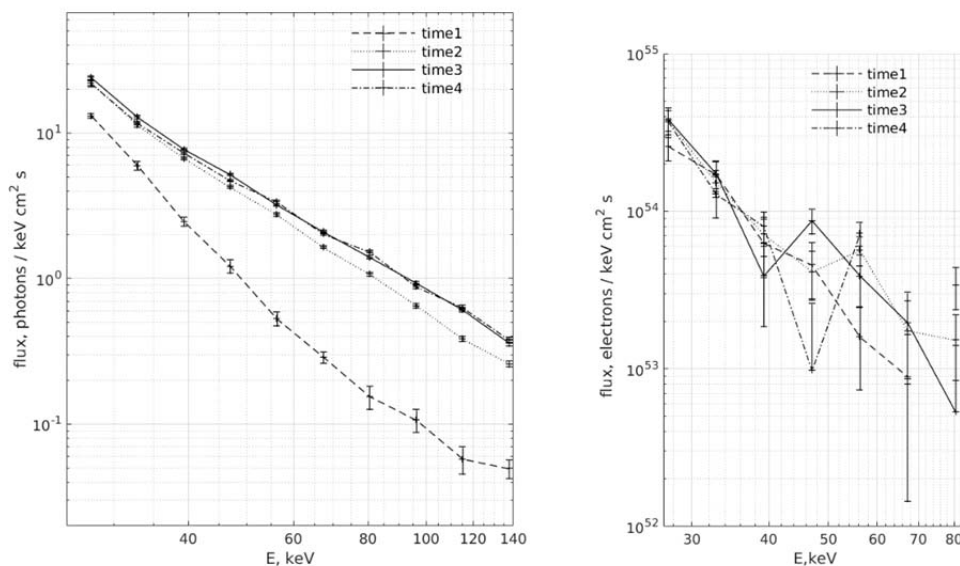


Рис. 3. Спектры ЖРИ и ускоренных электронов (справа) для северного основания и выбранных моментов времени.

задаваемого спектра ($\sim KE^{-\delta}$) электронов и первого временного интервала получили значение показателя δ , равное 7.5 для вершины петли и 5.7 для

обоих оснований. Со временем к моменту 3-го пика жесткость энергетических спектров электронов изменяется – в вершине спектр смягчается – $\delta = 9.0$, а в основаниях наоборот – спектр ужестчается – $\delta = 3.3$. Отметим возрастание невязок в диапазоне 40–60 кэВ в спектрах электронов, полученных “forward - fit” методом, что косвенно свидетельствует о возможных особенностях в спектре. Кратко обсудим особенности в спектрах электронов. Первое, что следует отметить, обратная свертка полученных спектров электронов с особенностями дает исходные спектры ЖРИ причем с небольшими невязками. Второе – ошибки в определении спектра электронов как видно из рис. 3 малы, тем самым подтверждая реальность изломов в спектрах. Сложнее с интерпретацией таких спектров. В последующей статье мы обсудим возможные физические обоснования изломов в спектрах.

Работа поддержана Грантом РФФИ N17-12-01378.

Литература

1. *Lin R.P. et al.* The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (Rhesi) Dordrecht: Springer Netherlands, 2003. 3–32 с.
2. *Holman G.D. et al.* Implications of X-ray Observations for Electron Acceleration and Propagation in Solar Flares // *Space Science Reviews*. 2011. № 1–4 (159). С. 107–166.
3. *Scherrer P.H. [и др.]*. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. 2012. № 1–2 (275). С. 207–227.
4. *Lemen J.R. [и др.]*. The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. 2012. № 1–2 (275). С. 17–40.
5. *Kontar E.P., et al.* An explanation for non-power law behavior in the hard X-Ray spectrum of the 2002 July 23 solar flare // *Astrophys. J.* 595 L123-126, 2003
6. *А.Ф. Верлань, В.С. Сизиков.* Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы. Киев: Наукова Думка, 1986, с. 235–256.

**ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ И ВРЕМЕННЫЕ ЗАДЕРЖКИ
ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК,
ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ КОНУС-ВИНД, RHESSI**

**Чариков Ю.Е.¹, Шабалин А.Н.¹, Овчинникова Е.П.¹, Лысенко А.Л.¹,
Ватагин П.В.¹, Кузнецов С.А.²**

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

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

**HARD X-RAY ENERGY SPECTRA AND TIME DELAYS OF FLARES,
REGISTERED BY KONUS-WIND AND RHESSI**

**Charikov Yu.E.¹, Shabalin A.N.¹, Ovchinnikova E.P.¹, Lysenko A.L.¹,
Vatagin P.V.¹, Kuznetsov S.N.²**

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

²*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, RAS, St. Petersburg, Russia*

Solar flare hard X-rays registered by KONUS-Wind and RHESSI spectrometers were analyzed. EUV image of SOL 2013-08-07T01:20 in 171A shows two loop structure – long loop and short one contacted each other possibly. The X-ray source superimposed on the region of convergence of magnetic fields. Hard X-ray energy spectra for the peak flux time derived using KONUS-Wind and RHESSI Data show the power law with exponent $\delta = 3.4$. Energy spectra of electrons recovered by the method of Tikhonov regularization, especially for data KONUS-Wind, detect fractures and inversion of the spectrum. The determination of the delays is performed by the method of mutual correlation analysis of pairs of time series of different energies. Time delays X-ray spectra for the flare SOL 2013-08-07T01:20 show U-type. Time delays X-ray spectra for the flare SOL 2013-05-13T015:52 from local sources along the magnetic loop show different types of spectra: U-type and growing type.

Наблюдения солнечных вспышек в широком диапазоне длин волн в последние десятилетия проводятся с высоким пространственным, временным и спектральным разрешением [1]. Жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ) является тормозным излучением ускоренных электронов. Прямые измерения электронов в активной области невозможны, поэтому, изучая ЖРИ, получаем информацию о параметрах ускоренных электронов. Среди рентгеновских спектрометров следует выделить Конус, непрерывно регистрирующий ЖР и гамма излучение с 1994 г. [2]. Одной из задач возникающей при получении данных ЖРИ во время солнечных вспышек является восстановление энергетических спектров электронов и временных задержек ЖРИ. Рассмотрим ЖРИ солнечных вспышек SOL 2013-07-08T01:20 и SOL2013-05-13T15:52. На рис. 1 показаны изображения вспышки SOL 2013-07-08T01:20.

Из рис. 1 (слева) следует, что пространственная структура источников ЖРИ и микроволнового излучения практически совпадает с одним из ос-

нований петли, отчетливо видимой в УФ. Структура магнитного поля по данным MDI/SOHO представляет, скорее всего, расходящуюся двухпелтельную конфигурацию с общим южным пятном. Как раз в области сближения полей и происходит интенсивное излучение. Поскольку источник

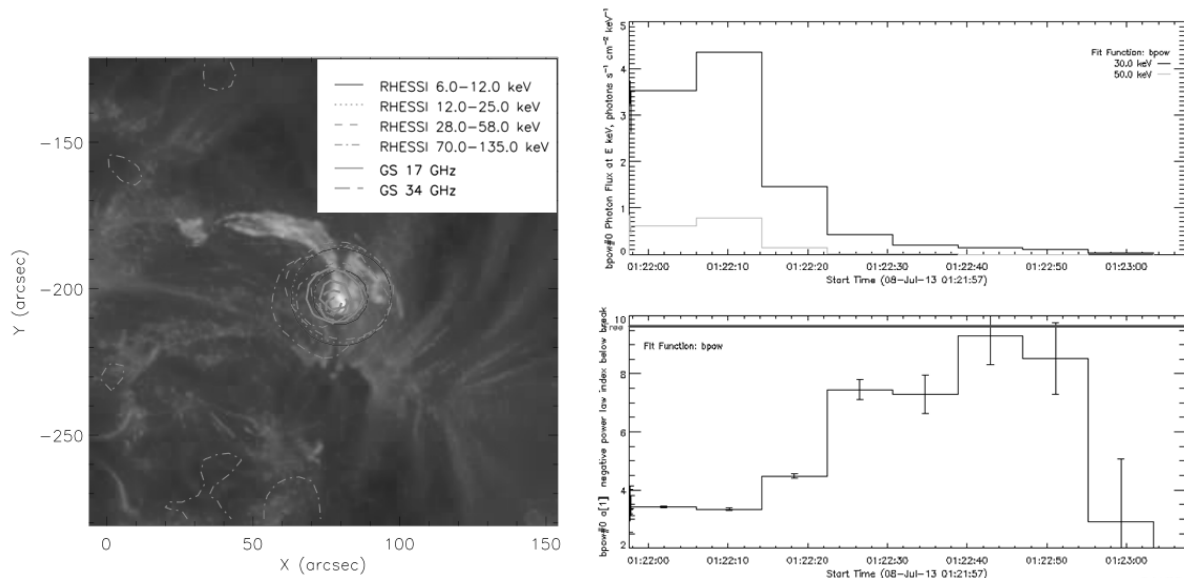


Рис. 1. Изображение вспышки SOL2013-07-08T01:20 в УФ 171А [3], на которое наложены контуры рентгеновского (RHESSI) и микроволнового излучения (NORH). Временные ряды и показатель энергетического спектра ЖРИ (данные Конус-Винд [2]) – справа.

ЖРИ единичный в фазе пика, то следует ожидать подобные характеристики ЖРИ, зарегистрированного RHESSI и KONUS-WIND. На рис. 1 показан временной ход интенсивности ЖРИ и показатель спектра по данным спектрометра Конус [2]. Спектр в максимуме довольно жесткий – показатель

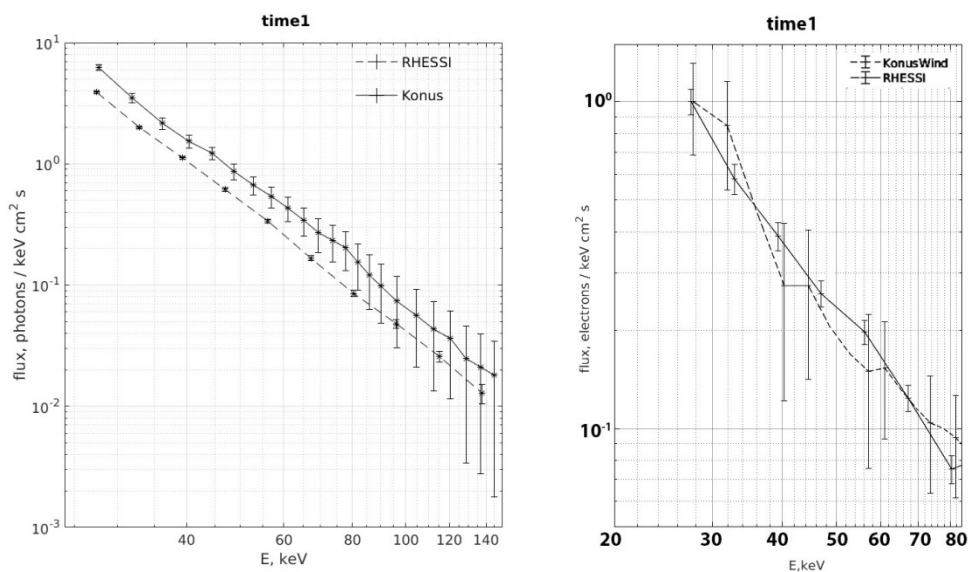


Рис. 2. Энергетические спектры ЖРИ и восстановленные спектры ускоренных электронов вспышки SOL 2013-07-08T01:20.

$\gamma = 3.4$. На рис. 2а показаны спектры ЖРИ в диапазоне энергий 30–140 кэВ, восстановленные с учетом ошибок по скоростям счета спектрометров Кокус-Винд и RHESSI для момента времени первого интервала. Как и ожидалось, спектры оказались подобными, степенная аппроксимация в узком интервале энергий приводит к одинаковым значениям показателя $\gamma = 3.4$. Спектры электронов, восстановленные по методу регуляризации Тихонова (рис. 2, справа), особенно для данных Кокус, обнаруживают изломы и инверсии спектра. Однако учет ошибок в рядах ЖРИ сглаживает спектры электронов.

Спектры временных задержек

Метод временных задержек ЖРИ разных энергий в совокупности с динамикой энергетических спектров является эффективным при изучении процессов распространения ускоренных электронов в плазме вспышек. Определение задержек проводится методом взаимного корреляционного анализа пар временных рядов разных энергий [4]. На рис. 3а показан спектр задержек ЖРИ, полученный для вспышки SOL2013-08:07:00T01:20. Характер спектра U-образный. В простых случаях распространения электронов в магнитоактивной плазме рассматривают свободный разлет электронов (в корональной части) и захват в ловушку (в хромосферной части

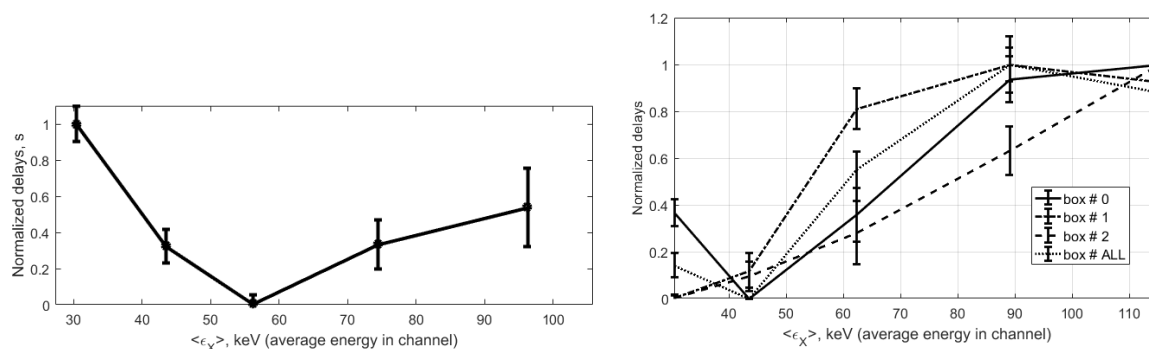


Рис. 3. а) Спектр временных задержек ЖРИ для вспышки SOL 2013-07-08T01:20, **б)** Спектр временных задержек ЖРИ для вспышки SOL 2013-05-13T015:52 для локальных областей и интегральный по всей петле.

петли). Моделирование процесса разлета ускоренных электронов [5] и расчет временных задержек приводит к U-образным спектрам, если концентрация плазмы в вершине не превышает 10^{10} см^{-3} а пробочное отношение $V_{\text{max}}/V_0 \sim 2$. На рис. 3б показаны спектры временных задержек ЖРИ для вспышки SOL2013-05-13T15:52 (X2.8) для излучения из локальных областей вдоль вспышечной петли и излучения всей петли. Интегральный спектр, монотонно растущий с ростом энергии. Спектр временных задержек из вершины U-образный, а из оснований растущие. Растущие интегральные и из оснований спектры задержек могут свидетельствовать о наличии эффективных механизмов захвата электронов, среди которых мо-

гут быть: высокий градиент поля вблизи верхних слоев хромосферы, высокая концентрация плазмы ($>10^{10} \text{ см}^{-3}$) в корональной части петли, турбулентность.

Работа поддержана Грантом 9 ПРАН.

Литература

1. *Aschwanden, M.J.* (2002). Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares. In Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares (pp. 1–227). Dordrecht: Springer Netherlands.
2. <http://www.ioffe.ru/LEA/Solar/>
3. *Scherrer P.H.* [и др.]. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Physics. 2012. № 1–2 (275). С. 207–227.
4. *Yu.E. Charikov, V.I. Globina, A.N. Shabalin, E.P. Elfimova.* Localization of Electron Acceleration in Solar Flares Based on the Spectrum Analysis of Hard X-ray Time Delays // Geomagnetism and Aeronomy, Vol. 55, No. 7, 2015.
5. *Yu.E. Charikov, A.N. Shabalin.* Hard X-Ray Generation in the Turbulent Plasma of Solar Flares // Geomagnetism and Aeronomy, Vol. 56, No. 8, 2016.

ЖЕСТКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ЧАСТИЧНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.

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

HARD X-RAY RADIATION OF ACCELERATED ELECTRONS IN A PARTIALLY IONIZED PLASMA OF SOLAR FLARES

Shabalin A.N., Charikov Yu.E.

Ioffe Institute of RAS, St. Petersburg, Russia

In this paper we consider the effect of partial plasma ionization on the intensity of hard x-ray radiation (28–135 keV) in the framework of solving the kinetic equation for accelerated electrons and calculating X-ray radiation using the relativistic bremsstrahlung cross-section. As a result of numerical analysis, it was found that a decrease in the degree of ionization of the plasma in the chromosphere leads to a shift of the radiation maximum into deeper layers in the magnetic loop and to an increase in radiation at the footpoints 1.6–2 times, depending on the plasma density. The conclusion is valid for isotropic and anisotropic sources of accelerated electrons with energy spectra of electrons with exponent $\delta < 5$ and for small values of B_{max}/B_0 . In the case of the soft spectrum $\delta > 5$ and high ratios $B_{max}/B_0 > 2$, the increase in the radiation intensity in the footpoints does not exceed 1.3–1.5 for isotropic and anisotropic sources. Moreover, the effect is more pronounced in the high-energy range 75–134 keV. It is shown that the profile of the degree of ionization in the chromosphere, in contrast to the plasma density profile, does not have a significant effect on the evolution of the X-ray spectrum exponent in time. In contrast to the intensity, the distribution of the degree of polarization of the radiation does not undergo qualitative changes for various plasma density and ionization dependences at the footpoints. The spectrum of time delays when partial ionization is taken into account remains practically unchanged. The plasma density profile has a significant effect on the integral time delays in all cases, except for models with conditions favorable for the free flight of high-energy electrons, i.e. anisotropic with a small ratio B_{max}/B_0 and $\delta < 5$.

Постановка задачи

Впервые влияние уменьшения степени ионизации плазмы в хромосфере на интенсивность жесткого рентгеновского излучения из оснований магнитной петли было рассмотрено в работе [4]. В результате, в рамках приближения толстой мишени было установлено, что учет частичной степени ионизации в хромосфере приводит к увеличению тормозного излучения ускоренных электронов до трех раз. Эффект связан с увеличением длины пробега электронов в плазме с большей долей нейтральных атомов, так как частичная ионизация и низкая температура в основаниях петли влияет на величину кулоновских энергетических потерь и кулоновский диффузионный член, ввиду изменения значений параметров Λ , λ_0 , C_1 , C_2 в кинетическом уравнении [6]. Существенно меняется проводимость плаз-

мы, а значит и величина индуцированного электрического поля. Пониженная проводимость должна усилить влияние обратного тока. Однако величина электрического поля зависит не только от проводимости, но и от пучк-углового распределения электронов в основаниях, от количества электронов данной энергии, достигшей глубины с определенной степенью ионизации. Последнее же сильно зависит от спектра источника электронов, градиента магнитного поля вдоль петли и зависимости концентрации от высоты. Также необходимо учесть изменение со временем зависимости концентрации плазмы в результате нагрева в хромосфере ускоренными электронами и обратными токами [8]. Таким образом, ввиду множества влияющих факторов, только детальные расчеты могут позволить дать оценку влияния слабоионизованной плазмы в основаниях петли на излучение в рамках той или иной модели. Так как в данной работе не решается гидродинамическая задача учета отклика атмосферы Солнца на нагрев не тепловыми электронами, будем рассматривать распределения концентрации, полученные при гидродинамических расчетах, которые соответствуют начальной фазе и пику при инжекции электронов до 60 с, что соответствует широкому классу вспышек [1, 8]. Расчеты осложняются большим количеством моделей распределения концентрации ионов и нейтралов в хромосфере [2, 7, 9]. Рассмотрим влияние частичной ионизации плазмы без допущений, принимаемых в аналитических подходах, в рамках решения

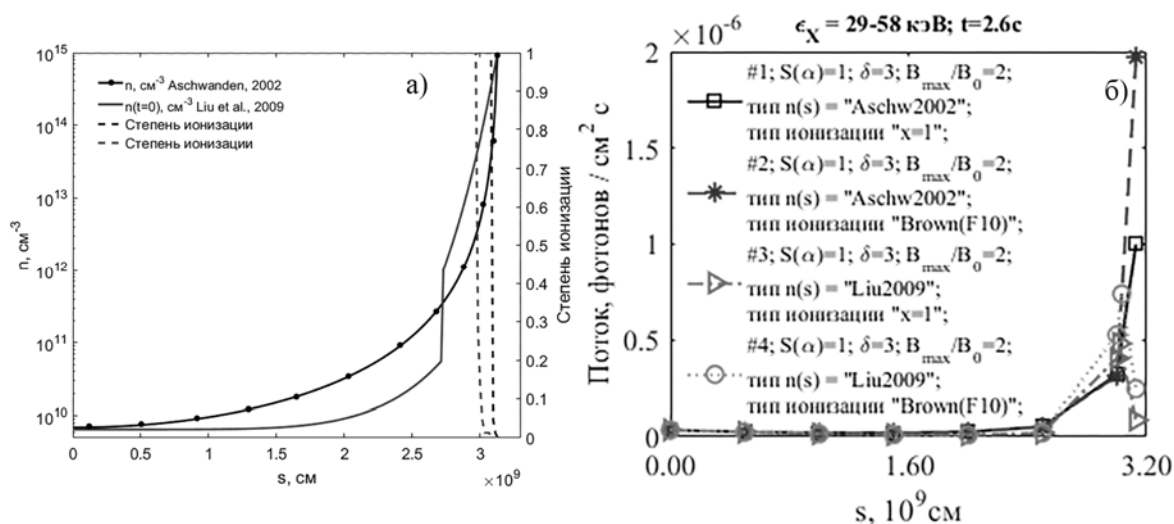


Рис. 1. На панели а) распределение концентрации (сплошные линии) и степени ионизации плазмы (штриховые линии) вдоль магнитной петли. На панели б) график зависимости жесткого рентгеновского излучения от координаты вдоль петли в диапазоне энергий 29–58 кэВ. Принятые условные обозначения: “Aschw2002” – в данной модели профиль концентрации соответствует закону в соответствии с работой [2]; “Liu2009” – профиль концентрации соответствует стадии до вспышки [8]; тип ионизации “ $x = 1$ ” – степень ионизации $x = 1$ во всей петле; тип ионизации “Brown(F10)” – степень ионизации в хромосфере в соответствии с результатами работы [5] для инжекции пучка электронов с потоком энергии 10¹⁰ эрг/см²с.

кинетического уравнения для электронов и расчета рентгеновского излучения с использованием релятивистского тормозного сечения рассеяния [3]. Для расчетов воспользуемся приблизительным распределением степени ионизации в хромосфере при потоке энергии электронов 10^{10} эрг/см²с согласно рисунку 5 работы [5] (рисунок 1а, штриховые линии). В качестве распределения концентрации в хромосфере рассмотрим два случая: модель с ростом концентрации от области перехода с $n \sim 10^{12}$ см⁻³ до $n \sim 10^{15}$ см⁻³ на масштабе 4 Мм [8] (рисунок 1а сплошная линия), что соответствует фазе до вспышки и модели согласно феноменологической формуле по данным наблюдений в жестком рентгеновском диапазоне $n = 1.25 \cdot 10^{13} (z/1\text{Мм})^{-2.5}$ см⁻³, где z – высота [2] (рисунок 1а линия с точками), что соответствует фазе во время пика и спада вспышки.

Результаты моделирования

- Понижение степени ионизации плазмы в хромосфере и эволюция профиля концентрации в результате эффекта Ньюперта приводят к смещению максимума излучения в более глубокие слои (рисунок 1б).
 - Величина изменений высот достигает значений 3–5 Мм.
- Для спектров электронов с $\delta < 5$ и малых значений V_{max}/V_0 (при любой анизотропии):
 - Понижение степени ионизации в хромосфере приводит к усилению излучения в диапазоне энергий 29–135 кэВ в основаниях в 1.6–2 раза (рисунок 1б).
 - увеличение толщины слоя в диапазоне 10^{12} – 10^{13} см⁻³ приводит к более жесткому энергетическому спектру излучения с показателем γ меньше на ~ 0.4 – 0.5 единицы.
- В случае мягкого спектра $\delta \geq 5$ и высоких отношений $V_{\text{max}}/V_0 > 2$ (при любой анизотропии):
 - увеличение интенсивности излучения в основаниях петли не превышает значений 1.3–1.5.
 - влияние профиля концентрации в хромосферных частях петли на показатель энергетического спектра излучения не превышает 0.1–0.3 единицы.
- Профиль степени ионизации в хромосфере не оказывает существенного влияния на эволюцию показателя спектра рентгеновского излучения.
- Распределение степени поляризации излучения не меняется вне зависимости от профилей концентрации и ионизации в хромосфере.
- Спектр временных задержек остается практически неизменным при понижении степени ионизации.
- Профиль концентрации оказывает существенное влияние на интегральные временные задержки во всех случаях, кроме моделей с предраспо-

ложенностью к свободному пролету высокоэнергичных электронов – анизотропных с малым отношением V_{\max}/V_0 и $\delta < 5$.

- Модели толстой и тонкой мишеней адекватны только в случае анизотропных источников электронов с относительно мягкими энергетическими спектрами электронов $\delta \sim 5$. При этом важную роль играет профиль концентрации – при достаточной толщине слоя в диапазоне 10^{12} – 10^{13} см⁻³ модель толстой мишени хорошо описывает связь показателей спектров фотонов и электронов (даже в изотропном случае).

Работа поддержана Грантом РФФ N17-12-01378.

Литература

1. Allred J.C. [и др.]. Radiative Hydrodynamic Models of the Optical and Ultraviolet Emission from Solar Flares // *The Astrophysical Journal*. 2005. № 1 (630). С. 573–586.
2. *Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P.* Chromospheric Height and Density Measurements in a Solar Flare Observed with RHESSI II. Data Analysis // *Solar Physics*. 2002. № 1/2 (210). С. 383–405.
3. *Bai T., Ramaty R.* Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays // *The Astrophysical Journal*. 1978. (219). С. 705–726.
4. *Brown J.C.* Thick target X-ray bremsstrahlung from partially ionised targets in solar flares // *Solar Physics*. 1973. № 1 (28). С. 151–158.
5. *Brown J.C.* The temperature structure of chromospheric flares heated by non-thermal electrons // *Solar Physics*. 1973. № 1 (31). С. 143–169.
6. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* Hard X-Ray Generation in the Turbulent Plasma of Solar Flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2016. № 8 (56). С. 1068–1074.
7. *Fontenla J.M., Avrett E.H., Loeser R.* Energy balance in the solar transition region. I - Hydrostatic thermal models with ambipolar diffusion // *The Astrophysical Journal*. 1990. (355). С. 700.
8. *Liu W., Petrosian V., Mariska J.T.* Combined modeling of acceleration, transport, and hydrodynamic response in solar flares. I. The numerical model // *The Astrophysical Journal*. 2009. № 2 (702). С. 1553.
9. *Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun // *The Astrophysical Journal Supplement Series*. 1981. (45). С. 635.

РАЗВИТИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЙ В СЛОЖНОЙ ГРУППЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Шаховская А.Н.¹, Григорьева И.Ю.², Лившиц М.А.³

¹*Крымская Астрофизическая Обсерватория, Республика Крым, пгт. Научный*

²*Главная Астрофизическая Обсерватория, Пулковое, Санкт-Петербург*

³*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова, Троицк, Москва*

THE DEVELOPMENT OF NON-STATIONARY PHENOMENA IN THE COMPLEX SUNSPOT GROUP

Shakhovskaya A.N.¹, Grigor'eva I.Yu.², Livshits M.A.³

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea*

²*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St.-Petersburg*

³*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Troitsk, Moscow*

The events in the large complex group of the sunspots 11302, occurred at the end of September 2011 are considered. Earlier, the authors studied two flares in this group: the 1st of them (the compact X1.9 with the beginning at 9:21UT and the maximum at 9:40UT) appeared on September 24 near the tail sunspot, the 2nd studied M7.1 (the LDE flare with the beginning at 12:33UT and the maximum at 13:17UT) started near the central sunspots on the same day. Several episodes occurred at the very end of the LDE flare, which included four flares of the M class and the brightness intensification in the H α line in the region of a large area were studied in detail. Inside this large area, several nodes were localized. Their brightness intensified later, after 17:40 UT. The authors compared the brightness variations of these nodes in the H α line, the EUV lines, and the soft X-ray flux, according to the observations of GOES. It was found that in these flare nodes the correlation between the soft X-ray and the H α brightness in the episodes is different. This was most clearly manifested at 19:10UT and at 20:01UT with the intensification of all nodes of the main radiation of the flare. In addition to the registered intensification of brightness, each of the phenomena at 17:40UT and at 19:10UT was accompanied by an ejection observed in the EUV and H α lines. A possible reason for the disturbance of the correlation between the intensity in the H α line and the soft X-ray is the heating of the plasma and its exit from the H α visibility band.

На сентябрь 2011 года пришелся первый максимум 24 цикла. Самой большой по площади и самой вспышечно-активной была группа 11302. Она наблюдалась на диске с 22.09.2011 по 04.10.2011, и за это время в ней произошли две рентгеновские вспышки балла X, 14 — балла M, и 34 вспышки балла C. Максимальный размер этой активной области (АО) составил 1300 миллионных долей полусферы солнечного диска. На момент нашего исследования 24 сентября рассматриваемая АО находилась в фазе роста с магнитной конфигурацией $\beta\gamma$, но уже на следующий день ей присвоили индекс $\beta\gamma\delta$. Однако 24 сентября в ней зарегистрировано 5 вспышек рентгеновского балла M и одна балла X 1.9. Две из указанных вспышек

удалось наблюдать на Крымском коронографе КГ-1 в линии H α . Вспышки были достаточно близки по времени и по рентгеновскому баллу, однако одну из них можно охарактеризовать как компактную, а вторую как LDE-вспышку с длительной постэруптивной фазой. Более детальное описание этих вспышек приводится в работе [1].

На фазе спада исследуемого LDE-события произошли четыре значимые рентгеновские вспышки, а именно: в 17:25 UT – M3.1 балла, в 18:15 UT – M2.8 балла, в 19:10 M3.0 балла и в 20:32 UT вспышка балла M5.8 по классификации GOES. В указанное время производились наблюдения в линии H α и в обсерватории BBSO (Big Bear Solar Observatory). В нашем исследовании мы сравнили наблюдения интенсивности в H α линии этих событий с данными в линиях ВУФ (SDO_AIA) и потоком мягкого рентгеновского излучения по данным GOES. Результаты для некоторых событий представлены в таблице 1.

Таблица 1.

Время (UT)	17:25	17:52	18:15	19:10	20:01	20:32
H α BBSO	Нет событий	Восточный выброс и уярчение узлов	Уярчение узлов сохраняется	Яркий выброс и появление новых узлов западнее лидера группы	Восточный выброс и значительное уярчение узлов на Западе и Востоке группы	Нет событий
1600Å SDO_AIA	Вспышка у центр. пятен	Восточный выброс	Вспышка между центр. и хвостов. пятнами 18:02 UT	Яркий выброс и появление новых узлов западнее лидера группы	Восточный выброс и уярчение узлов на Западе и Востоке	Вспышка между центр. и хвостов. и пятнами в 20:34 UT
GOES15 1-8Å	Вспышка M3.1	Нет событий	Вспышка M2.8	Вспышка M3.0	Нет событий	Вспышка M5.8

Как видно из таблицы 1, отчетливая связь (корреляция) между регистрацией в H α линии, в линии 1600Å и мягким рентгеном обнаруживается только у вспышки в 19:10 UT западнее лидера (ведущего пятна в группе). Вспышки же вблизи центральных пятен видны в линии 1600Å и в мягком рентгене, в то время как восточные выбросы не дают увеличения потока мягкого рентгеновского излучения.

Для события в 20:01 UT было также отмечено практически одновременное (не более 30 сек.) уярчение узлов в разных частях АО как показано

на рисунке 1. Это, вероятно, свидетельствует о существовании причины, приводящей к развитию нестационарного явления не в одном очаге, а в группе в целом.

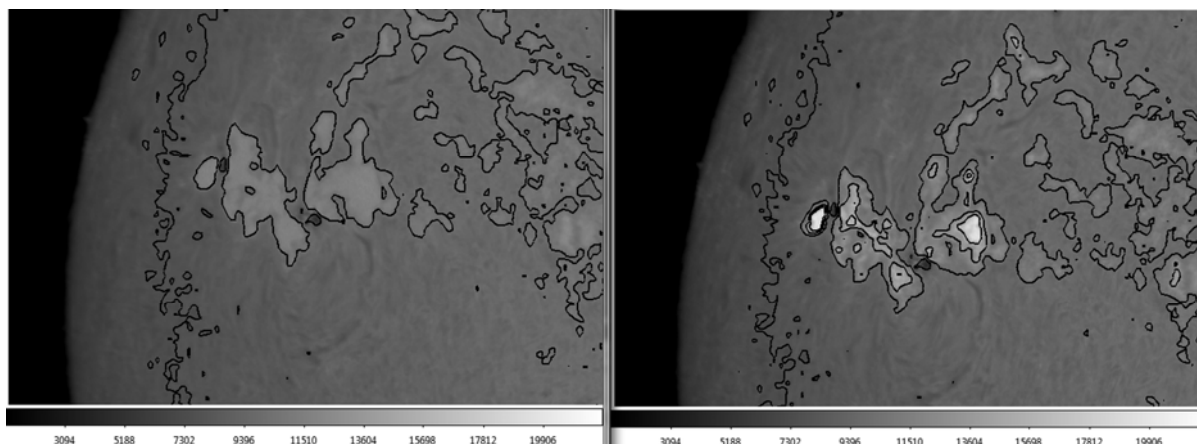


Рис. 1. Филт로그램мы в линии $H\alpha$ (BBSO) в 20:01:07UT (слева) и 20:01:36UT (справа). Разница во времени 29 сек., но на филт로그램ме справа появились яркие узлы на Западе и на Востоке группы. Внизу шкала интенсивности в относительных единицах.

Обсуждение

LDE-вспышки, как правило, связаны с активацией волокна, по классификации Анталовой [2] вспышку в 12:34 UT можно назвать «одноленточной». При активации волокон хорошо известно такое явление, как исчезновение волокна из полосы видимости $H\alpha$, при его нагреве. Согласно [3] в активированном волокне происходит пересоединение отдельных его нитей, возникают токи, генерируются магнитные поля, возникают вспышки. В анализируемой LDE-вспышке постэруптивные петли находятся над волокном, согласно [4] такие вспышки получают энергию и массу из оседающей материи после эрупции. Таким образом, можно предположить следующее объяснение данного феномена: происходит активация волокна, в результате которой в его канале образует сгусток разогретой материи. В этом жгуте под действием оседающего после эрупции вещества происходит пересоединение и дальнейший его нагрев. При нагреве жгут уходит из полосы видимости $H\alpha$, далее, когда происходит выброс, температура понижается, и жгут вновь входит в полосу видимости.

Результаты

В работе авторы пришли к выводу, что в выделенных вспышечных узлах связь между мягким рентгеном и яркостью в $H\alpha$ различна для данных эпизодов, и наиболее отчетливо это проявилось в событиях в 19:10 UT и в 20:01 UT. Кроме отмеченного усиления яркости, каждое из явлений в 17:40 UT и в 19:10 UT сопровождалось выбросом, наблюдаемым в ВУФ и в $H\alpha$ линиях. Выброс в 20:01 UT из хвостовой части группы начался с рез-

кого импульса в H α и постепенно развился в протяженное темное образование (спрей). По всему развитию события после 17 часов, можно сказать следующее: 1) отдельные эпизоды развиваются в различных изолированных частях основной площади группы, из которых в начале события выделяется узел, условно называемый «энергетическим очагом» вспышки; 2) сложное поведение PIL в области основного свечения обуславливает нарушение стандартной связи между H α -яркостью и мягким рентгеном и, возможно, препятствует развитию в этой группе вспышек с существенно большей мощностью (более высоким баллом GOES); 3) кроме развития явлений в одной и той же части группы обнаружено практически одновременное (с разницей не более 30 сек.) резкое уярчение в восточной и западной части АО, вне области основного свечения. Этот факт, по-видимому, свидетельствует о существовании причины, приводящей к развитию нестационарного явления не в одном очаге, а в группе в целом.

Авторы благодарят В.Б. Юрчишина (BBSO, NJIT) за содействие в выполнении этого исследования. Все использованные данные (GOES, BBSO, SDO_AIA) находятся в открытом доступе.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН 2017 года.

Литература

1. Шаховская А.Н., 2016, Изв. Крымской астрофиз. Обс., том 112, № 2, с. 67.
2. Antalova A., Ogir M.B., 1986, Bull. Astron. Inst. Czechosl. Vol. 37. P. 344–358.
3. Боровик А.В., Мячин Д.Ю., Уралов А.М., 2016, Изв. Крымской астрофиз. Обс., т. 112, № 1, с. 38.
4. Shibasaki K., 2002, The Astrophysical Journal, 567: L85–L87.

ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРИОДА «ВЕКОВОЙ» ГАРМОНИКИ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА ОТ ДЛИНЫ ИССЛЕДУЕМОГО РЯДА

Шибяев А.И.

Механико-математический факультет МГУ им. Ломоносова, Москва

CONNECTION BETWEEN PERIOD OF LOW-FREQUENCY COMPONENT WOLF'S NUMBERS (WNS) AND LENGTH OF WOLF'S NUMBERS SERIES

Shibaev A.I.

Lomonosov Moscow State University faculty of mechanics and mathematics, Moscow

The long-period component of Sun's activity, including Gleissberg cycle, are in focus of this work. The main reason is they effect daily life at the Earth, for instance minimum and maximum ages change each other. For the last 60 years, a lot of researchers have been considering that period of Gleissberg cycle is limiting with 80 and 110 years. Some of them consider 88 years specificaly. Different researchers were analazing WNS in different time, so they had different row length. It's make sense to analyze dependence between WNS length and period of approximation sine of low-frequency component Wolf's numbers.

Monthly Wolf number since 1749 is analyzed, the shortest part of WNS includes 18 cycles (since 1749-till 1954.37) and the longest line includes a part of a cycle number 24 (1749–2014.376). It's noticed that during incrising WNS's lenght, sine approximation period also increases from 84 years up to 110 years. 88-years period appears at several condisions.

Because of increasing period of approximation sine it's rather difficult to extropolate sine at the future time. It should be noticed that in case of analyzing part of WNS since 1849-2015 a reliable part, period of sine approximation equals 150 years. The problem concerning mathcing reliable part of WNS and reconstricted part remains open.

1. Введение

Устойчивый интерес к длиннопериодным циклам солнечной активности, в том числе к циклу Гляйсберга, связан с проявлением эпох максимума или минимума активности в повседневной жизни. В работах разных авторов, сделанных за последние 60 лет, его период оценивается в пределах 80–110 лет. Ряд исследователей выделяют конкретное значение периода цикла Гляйсберга равное 88 годам [1]. Так как разные авторы анализировали ряд чисел Вольфа различной длины, то имеет смысл исследовать влияние длины самого ряда на период аппроксимирующего синуса длиннопериодной компоненты ряда чисел Вольфа.

Минимальная длина исследуемого фрагмента – восемнадцать циклов (1749 ÷ 1954.37 гг.), максимальная – до максимума цикла 24 (1749÷2014.376 гг.). Отмечено, что при увеличении длины ряда период синуса возрастает с 84 лет до 110 лет, а 88-летний период проявляется при определенных условиях. Полученная в работе неустойчивая (растущая) оценка периода «веко-

вой» гармоники затрудняет экстраполяцию её на внешний временной интервал.

2. Исходные данные

В настоящее время Цюрихский ряд среднемесячных чисел Вольфа W (или WSN – Wolf sunspot numbers) является наиболее представительным и широко используется в различных приложениях. Достаточно полный обзор этих вопросов представлен в монографии [2] и обзоре [3]. Напомним, что ряд среднемесячных чисел Вольфа W включает в себя ряд регулярных инструментальных наблюдений с 1849 г. по настоящее время – достоверный ряд W_{tool} , и ряд восстановленных значений с 1749 г. по 1849 г. – ряд W_{rest} ($W = W_{rest} \cup W_{tool}$). В работе [4], при сопоставлении свойств рядов W_{rest} и W_{tool} , отмечены значительные отличия в их характеристиках.

Данная работа опирается на длиннопериодную компоненту $P1$ ряда W^* (сглаженный ряд ежемесячных чисел Вольфа) с 1749 года, которые представлены на рис. 1.

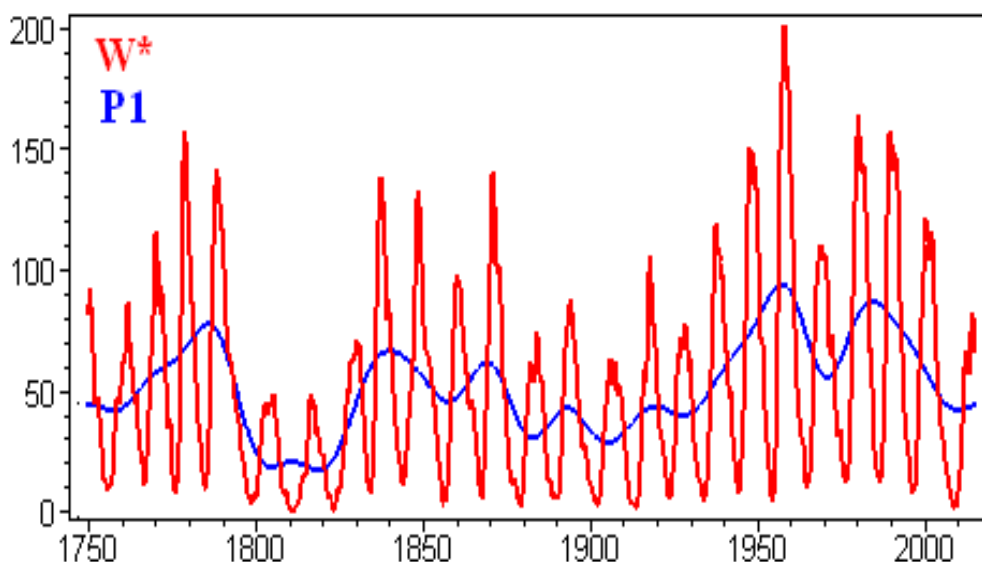


Рис. 1. Обзор сглаженного ряда чисел Вольфа и его длиннопериодной компоненты.

3. Синус-аппроксимация длиннопериодных компонент разной длины

На рис.2 представлен результат аппроксимации синусом двух вариантов длиннопериодных компонент: с 1749 по 1954.37 гг. (восемнадцать циклов) и с 1749 по 2014.376 гг. (до максимума 24-го цикла).

Параметры синуса, период и фаза, находились методом «наименьших квадратов», т. е. по минимальному значению результата при сканировании соответствующих рядов синусом. Период тестировался в пределах $50 \div 200$ лет, фаза $0 \div 2\pi$. Исследуемые ряды предварительно приводились к соизмеримому масштабу, т. е. после вычитания среднего значения нормировались на квадратный корень из дисперсии. Для первого ряда выделяется период в 84 года, для второго в 110 лет.

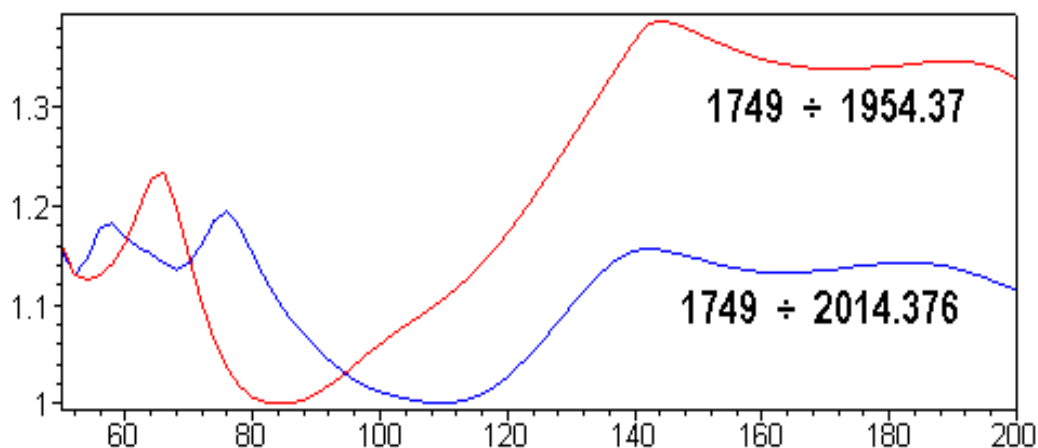


Рис. 2. Результат синус-сканирования рядов по частоте.
Ось OX – период синуса в годах.

Зависимость периода аппроксимирующего синуса (вертикальная ось в годах) от длины ряда демонстрирует рис. 3, по оси OX отложена дата последней точки ряда. Четко прослеживаются ситуации оптимальной аппроксимации длиннопериодной компоненты 88-летней гармоникой. Также виден рост периода после 20 цикла, т. е. с увеличением доли достоверных данных в ряде W. Это говорит о рассогласованности характеристик восстановленного и достоверного рядов.

Также отметим, что при аппроксимации длиннопериодной компоненты только достоверной части ряда период синуса составил 150 лет [4].

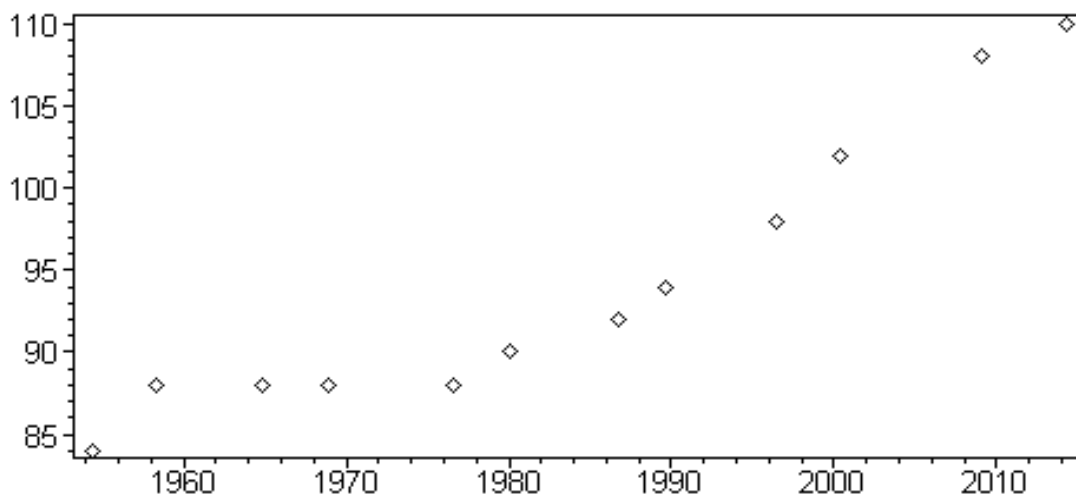


Рис. 3. Зависимость периода аппроксимирующего синуса от длины ряда.

4. Заключение

В заключении проиллюстрируем степень согласованности ряда W с 88-летней гармоникой. Опираясь на оптимальные характеристики «частота-фаза» для ряда 1749 ÷ 1968.958 гг. (до максимума цикла 20) сопоставим аппроксимирующий ряд с рядом чисел Вольфа (рис. 4). Наглядно виден локальный характер проявления 88-летней гармоникой.

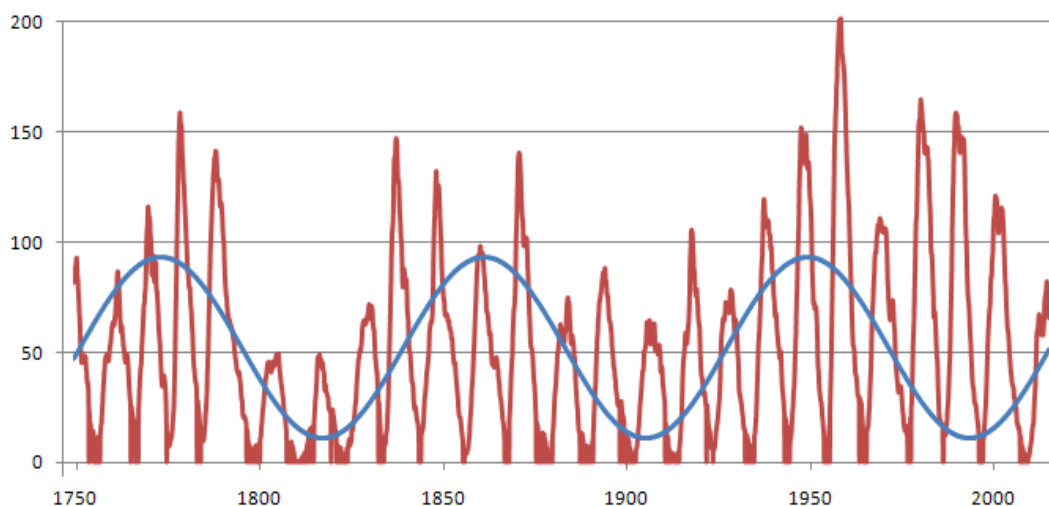


Рис. 4.

Сопоставление 88-летней гармонике и ряда чисел Вольфа

В работе [5] Гляйсберг дал оценку периода огибающей максимумы солнечных циклов еще в 1955 году. Ряд W , на который исследователи тогда опирались, включал в себя не более 18 циклов, половина из которых относится к восстановленной части ряда чисел Вольфа, правдоподобность которой вызывает сомнения. Так как соотношение длин W_{rest} и W_{tool} влияет на величину оценки, то логично, что в работах разных исследователей и выполненных в разное время, для «вековой» компоненты ряда получались отличительные величины. Диапазон разброса этих оценок хорошо согласуется с полученным в данной работе.

Литература

1. *Feynman J., Stephen B. Gabriel.* Period and phase of the 88-year Solar cycle and the Maunder minimum: evidence for a chaotic Sun // *Solar Physics*, 1990, V. 127 (2). P. 393–403.
2. *Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986. 296 с.
3. *Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.Е.* Солнечная активность // *Исследование космического пространства 1990*. Т. 33. С. 3–99. (Итоги науки и техники. ВИНТИ АН СССР.)
4. *Шубаев И.Г.* Оценка восстановленной части ряда чисел Вольфа и возможность её коррекции // *Астрономический вестник*, 2008, Т. 42, № 1. С. 66–74.
5. *Gleissberg, W.* / *Publ. Istanbul Univ. Obs.* 57, 1955.

ДОЛГОСРОЧНЫЙ ПРОГНОЗ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО 150-ЛЕТНЕЙ ГАРМОНИКЕ И ХАРАКТЕРИСТИКАМ ЦИКЛОВ ДОСТОВЕРНОЙ ЧАСТИ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА

Шибает И.Г.
ИЗМИРАН, г. Троицк

LONG-TERM FORECAST OF SOLAR ACTIVITY USING THE 150-YEAR HARMONIC AND CHARACTERISTICS OF CYCLES OF THE RELIABLE PART OF WOLF'S NUMBERS

Shibaev I.G.
IZMIRAN, Troitsk

In work the Zurich number of average monthly numbers of Wolf (a number of relatives of solar spots – WSN) consisting of the average monthly values restored by Wolf on sketchy observations (the restored row from 1749 to 1849), and a number of the regular observations from 1849 to our days (a reliable row) is considered. Comparison of characteristics of spectral components and the analysis of their smoothness for the reliable and restored parts showed essential differences in their behavior. Selection of long-period components of a reliable row and extrapolation them on an external time interval gives the chance for reconstruction or prediction of temporary dynamics of a row. This work confirms existence of a 150-year harmonica for a reliable part of a row from 1849 to 2015 that, taking into account characteristics of reliable cycles, allows to predict solar activity.

1. Введение

Эпохи повышенной или пониженной солнечной активности (СА) характеризуются периодами максимума или минимума «огибающей» максимумов циклов и тесно связаны с длиннопериодной («вековой») компонентой ряда чисел Вольфа. Цюрихский ряд среднемесячных чисел Вольфа W ($W = W_{rest} \cup W_{tool}$) включает восстановленный ряд W_{rest} (с 1749 г. по 1849 г.) и достоверный ряд чисел Вольфа W_{tool} (регулярные инструментальные наблюдения с 1849 г. по настоящее время). Удачная интерполяция длиннопериодной компонентой ряда W и продление её на внешний временной интервал дают возможность прогнозировать общий ход солнечной активности на временных масштабах в несколько циклов. Данная работа следует базовым понятиям изложенным в публикации [1], где выделена 150-летняя гармоника (по достоверной части ряда), которая может служить основой долгосрочного прогноза СА.

2. Спектральные характеристики ряда W и выбор опорного массива

Ряд W достаточно неоднороден, что связано с историей и методами его формирования. Различия в общих характеристиках циклов рядов W_{rest} и W_{tool} , т. е. групп циклов $I \div IX$ и $X \div XXIII$ проанализированы в работе [2], где отмечено, что только характеристики циклов VIII и IX наиболее

согласованы с характеристиками циклов ряда W_{tool} . Анализ гладкости спектральных компонент также показал существенные отличия в их поведении. В работе [1], исходя из характера спектра, ряд W разбит на пять спектральных интервалов со следующими временными периодами в годах: $P1 [24 < T]$, $P2 [6.8 < T < 24]$, $P3 [4.26 < T < 6.8]$, $P4 [1.66 < T < 4.26]$, $P5 [T < 1.66]$. Ряды $P2(t)$ и $P3(t)$ описывают основную и вторую гармоники и применяя к ним преобразование Гильберта мы перейдем к аналитическим сигналам, характеризующим эти ряды [3]. Это позволяет найти временную зависимость **огibaющей** и **«мгновенной»** частоты этих спектральных компонент. Поведение «мгновенных» частот компонент $P2(t)$ и $P3(t)$ демонстрирует рис. 1, где нижней маркировкой выделена область соответствующая ряду W_{tool} . Отчетливо проявляются искажения, и их степень возрастает с удалением в прошлое. Характеристики временной области примыкающей к 1849 г., т.е. область циклов VIII ÷ IX (верхняя маркировка) наименее искажены. Приведенные оценки и определяют выбор опорного массива для прогнозирования СА – ряд W_{tool} с возможным включением циклов VIII ÷ IX.

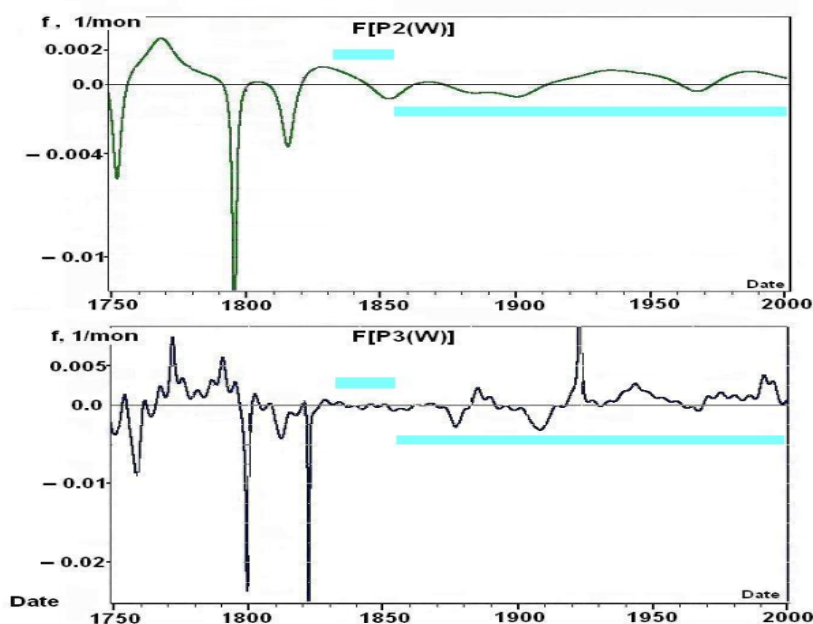


Рис. 1. Обзор «мгновенных» частот компонент $P2$ (сверху) и $P3$.

Напомним роль компонент $P1 \div P5$ ряда W . Сумма длиннопериодной составляющей $P1$ и основной гармоники $P2$ отражает основные временные и амплитудные характеристики циклов. Ряд $P3$ корректирует ветви роста и спада. Составляющая $P4$ трансформирует гладкий рельеф циклов за счет квазидвухлеток – появляются локальные максимумы, возможно смещение основного максимума, т.е. циклы приобретают более индивидуальный характер. Высоочастотный остаток $P5$ включает годовую и 155-d гармоники. Обзор рядов основных спектральных областей $P1 \div P3$ с соответствующими **огibaющими** компонент $P2$ и $P3$ представлен на рис. 2.

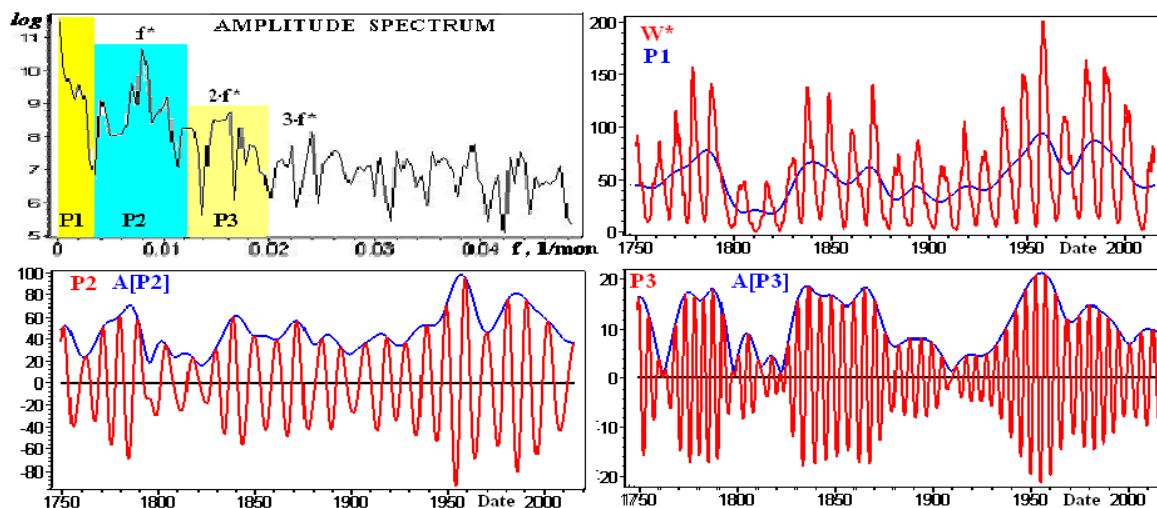


Рис. 2. Обзор спектра W и спектральных компонент $P1 \div P3$.
 $A[P2]$, $A[P3]$ – огибающие $P2$, $P3$.

3. Представление опорного массива для задач прогнозирования и реконструкции

Далее рассматривается ряд W_{tool} с 1849 г. по май 2015 г. Определение стандартных (табличных) параметров циклов опирается на ряд W^* , который получают из ряда ежемесячных чисел Вольфа W скользящим усреднением по 13 месяцам ($W \Rightarrow W^*$). Усредненный ряд, исходя из простых правил, разбивают на временные интервалы (циклы), которым сопоставляют длительность T_c , максимальное значение числа Вольфа на этом интервале W_m и, соответствующий этому максимуму, момент времени T_m – длительность ветви роста ($T_m < T_c$). При этом, многим циклам присуще несколько локальных максимумов и отсутствие монотонности в поведении ветвей роста и спада, что усложняет оценку характеристик в задачах прогнозирования и реконструкции. Опираясь на ряд $P13 = P1 + P2 + P3$ (ряд W_{tool} без квазидвухлеток и высокочастотной части) мы, после соответствующего разбиения на интервалы (циклы), переходим к одновершинным циклам с монотонными ветвями роста и спада, что демонстрирует рис. 3. Все основные характеристики циклов при этом сохраняются.

Опираясь на медленно меняющиеся функции $P1(t)$ и огибающие основной и второй гармоник $A[P2]$ и $A[P3]$, можно **сконструировать “огибающую”** максимумов для циклов в представлении $P13$: $A[P13] = P1 + A[P2] + A[P3]$, которая хорошо накладывается на максимумы ряда $P13(t)$. Экстраполяция на внешний интервал медленно меняющейся функции $A[P13]$ фактически решает задачу длительного прогноза СА. Учитывая тесную связь $A[P13]$ с длиннопериодной компонентой [2], достаточно это сделать для $P1(t)$.

Удобно интерполировать $P1$ синусом $P1 \sin$ с параметрами, определяемыми из максимума его корреляции с $P1$, при сканировании по частоте и фазе [1]. Для длиннопериодной компоненты ряда W_{tool} (1849 ÷ 2015 гг.) период аппроксимирующей синусоиды равен 150 годам. Экстраполяция $P1_sin$ на внешний интервал представлена на рис. 4.

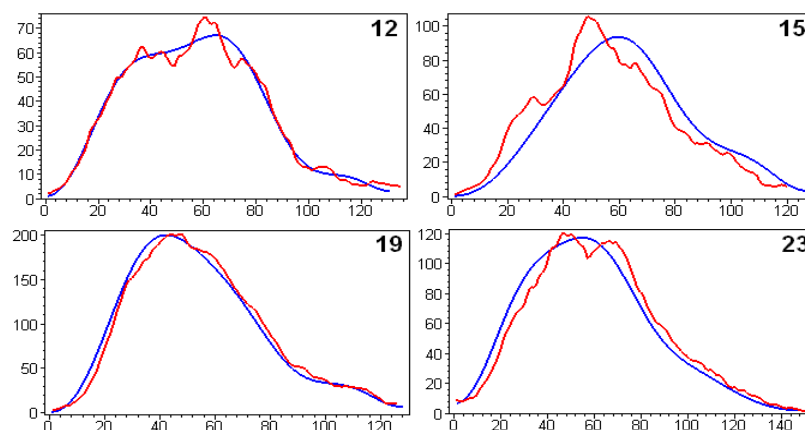


Рис. 3. Сопоставление циклов в W^* и P13 представлениях.

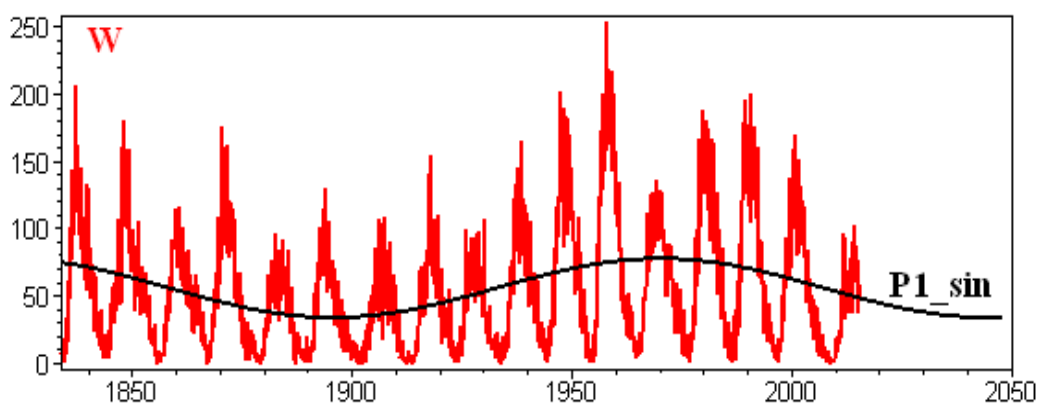


Рис. 4. Наложение sin-аппроксимации P1 на ряд чисел Вольфа и её экстраполяция.

4. Заключение

Предлагаемый подход позволяет спрогнозировать длительность эпохи пониженной солнечной активности, момент наступления её минимума и оценить её уровень. Отметим, что амплитуды циклов VIII и IX разумно описываются при этом подходе и можно говорить о согласованности W и 150-летней гармонике на интервале более 180 лет. Динамика текущего минимума СА отличается от сценариев развития минимума Маундера и минимума Дальтона.

Литература

1. Шibaев И.Г. Оценка восстановленной части ряда чисел Вольфа и возможность её коррекции // *Астрономический вестник*, 2008, Т. 42, № 1. С. 66–74.
2. Шibaев И.Г. Реконструкция восстановленной части ряда чисел Вольфа по 150-летней гармонике и характеристикам циклов достоверной части ряда чисел Вольфа / *Труды Всероссийской ежегодной конференции: Солнечная и солнечно-земная физика – 2016*, Пулковое, Санкт-Петербург, 10–14 октября 2016 г., с. 349–352.
3. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989, С. 540.

РОЛЬ ЭФФЕКТА РАЗИНА В ГЕНЕРАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Мельников В.Ф.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

RAZIN EFFECT ROLE IN GENERATION OF FLARE LOOP MICROWAVE EMISSION

Melnikov V.F.

Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg

In this report we show the importance of taking into account the Razin effect while carrying out microwave diagnostics of solar flaring loops. It is especially important for the diagnostics with data from the new multi-frequency radioheliographs, Siberian Radioheliograph (SRH) and Chinese specro-radioheliograph (MUSER).

В последние годы появляется всё больше свидетельств в пользу относительно высокой плотности плазмы внутри вспышечных петель. На это указывают различные методы современной диагностики, основанные на анализе данных ультрафиолетового и мягкого рентгеновского излучений вспышечных петель. Вместе с тем, очень часто в работах по микроволновой диагностике параметров ускоренных электронов во вспышечных петлях этот факт не учитывается, что, по нашему мнению, может приводить к значительным ошибкам в оценках как числа, так и показателя спектра ускоренных частиц. Это, в свою очередь, может приводить к сильным разногласиям с результатами диагностики параметров частиц, выполненных по данным о жестком рентгеновском и гамма излучениях. В настоящей работе мы показываем на основе модельных расчетов и иллюстрируем результатами наблюдений, что данные ошибки во многом определяются тем, что гиротронный (ГС) спектр является очень чувствительным к величине отношения плотности плазмы к магнитному полю (эффект Разина), которая является достаточно большой в значительном проценте наблюдаемых вспышечных петель.

Эффект Разина

Смысл эффекта Разина понятен из сравнения выражений для потенциалов Лиенара-Вихерта в вакууме и плазме [1]:

$$A(t) = \left[\frac{ev}{c(R - n\mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c)} \right]_{t-n\frac{R}{c}}$$
$$\phi(t) = \left[\frac{e}{n^2(R - n\mathbf{R} \cdot \mathbf{v}/c)} \right]_{t-n\frac{R}{c}}$$

где $A(t)$, $\varphi(t)$ – магнитный и электрический потенциалы на расстоянии R от излучающего электрона до приемника излучения, v – скорость электрона, c – скорость света, e – заряд электрона, n – коэффициент преломления среды. В вакууме $n = 1$ и поэтому при релятивистских скоростях электрона, близких к скорости света, выражение в знаменателе стремится к нулю, приводя к очень высокой мощности ГС излучения по сравнению со случаем нерелятивистских скоростей. В плазме $n = 1 - \omega_p^2 / \omega^2 < 1$, и поэтому знаменатель никогда не станет близким к нулю, даже при скоростях $v = c$. Это и приводит к значительному уменьшению мощности ГС излучения, особенно на низких частотах $f = \omega / 2\pi < f_R = \omega_p^2 / (3\pi\omega_B) = 20n_0/B$, где n_0 – концентрация плазмы, B – напряженность магнитного поля [2].

На рис. 1 приведены результаты модельных расчетов влияния величины отношения плотности плазмы к магнитному полю (здесь ω_p и ω_B – плазменная и гирочастоты, соответственно). Расчеты проведены для степенного спектра электронов с показателем энергетического спектра $\delta = 5$.

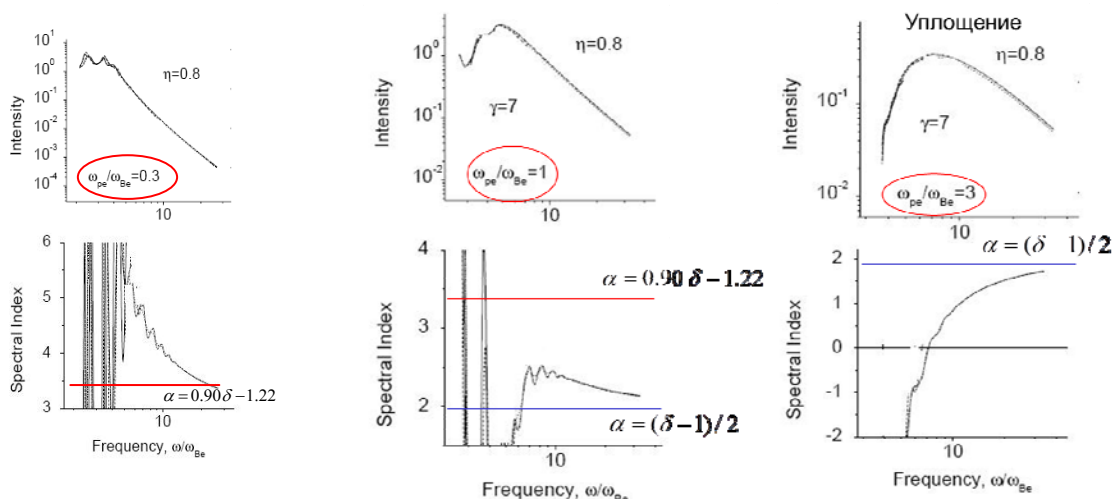


Рис. 1.

Как видно из рисунка, увеличение отношения ω_p / ω_B в ГС источнике в 3–9 раз приводит к кардинальному уменьшению как интенсивности излучения, так и наклона частотного спектра на частотах $f > f_{peak}$, где $I_f \sim f^{-\alpha}$. В частности, уже при $\omega_p / \omega_B = 1$ спектральный индекс частотного спектра оказывается на $\Delta\alpha = 1$ меньше значения, рассчитанного по широко используемой в приближении ГС излучения формуле $\alpha = 0.90\delta - 1.22$ [3], а при $\omega_p / \omega_B = 3$ – даже меньше значения, рассчитанного по формуле $\alpha = (\delta - 1)/2$ [4], используемой обычно для синхротронного излучения. На частотах $f < f_{peak}$ индекс α меняет знак.

Микроволновые наблюдения с пространственным разрешением

Наш анализ данных наблюдений ряда солнечных вспышечных петель на Радиогелиографе Нобеяма свидетельствует, что эффект Разина проявля-

ет себя даже на таких высоких частотах, как 17 и 34 ГГц (см., например, [5]).

Для иллюстрации рассмотрим характеристики излучения хорошо разрешенной радиогелиографом вспышечной петли, наблюдаемой на солнечном лимбе во вспышке 12.01.2000. На рис. 2 приведены временные профили интенсивности излучения и параметра α , характеризующего наклон спектра между 17 и 34 ГГц, $\alpha = \log(F_{34}/F_{17})/\log(34/17)$ из областей, соответствующих основанию петли (a), вершине петли (b), а также области, лежащей на 20" выше вершины петли (c). На рис. 2 d,e,f, для тех же областей приведены временные профили параметра α . По форме эти профили похожи. Однако по величине спектральные индексы в разных частях источника принципиально отличаются. На максимальной фазе всплеска, вблизи оснований петли величина $\alpha < 0$. В то же время, в верхней части петли (в центре яркости и над ним) параметр $\alpha > 0$. Поток излучения на частоте 34 ГГц в этой области существенно превышает потоки на частоте 17 ГГц. В области высоко над центром яркости в вершине петли значения α достигают +2, а интенсивность излучения меньше в 5–6 раз, чем в вершине.

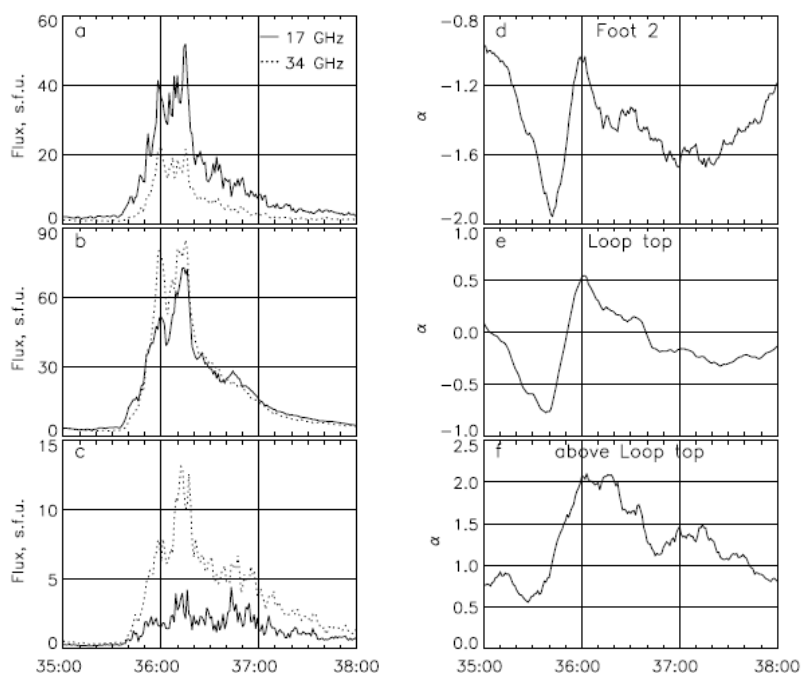


Рис. 2.

Наблюдения без пространственного разрешения на радиополяриметрах NoRP показывают, что спектральный пик в максимуме всплеска находится между 17 и 34 ГГц. Наблюдения с пространственным разрешением на NoRH, демонстрирующих почти равные интенсивности на обеих частотах в вершине петли согласуются с этим выводом.

Низкочастотный завал на 17 ГГц в вершине петли не может быть объяснен гиротронным самопоглощением. Во-первых, если бы он был

связан с большой оптической толщиной, $\tau \geq 1$, то временные профили интенсивности излучения на этой частоте должны быть более сглаженными, чем на $f = 34$ ГГц. Однако наблюдения показывают обратную картину: глубина модуляции на $f \leq 17$ ГГц в некоторых участках верхней части источника даже выше, чем на 34 ГГц. Вторая трудность связана с тем, что наблюдаемые значения яркостной температуры на 17 и 34 ГГц, $T_b = (3-6) \times 10^7$ К, по крайней мере, в 10 раз ниже, чем ожидается из теории, даже если предположить, что величина магнитного поля в петле равна максимальному значению, полученному из наблюдений на уровне фотосферы, $B = 400$ Гс. Для более реалистичного значения $B = 100$ Гс в вершине петли и наклоном энергетического спектра нетепловых электронов $\delta = 3$ (как следует из наклона микроволнового спектра в основании петли), расхождение между наблюдаемой и теоретически ожидаемой T_b достигает двух порядков величины.

Альтернативной причиной завала спектра на 17 ГГц является эффект Разина. При его учете мы получили полное согласие между теоретическим и наблюдаемым спектрами, а также значениями яркостной температуры в различных частях вспышечной петли (в ее вершине и ногах вблизи оснований). Это согласие имеет место при следующих условиях в петле: плотность плазмы $n_0 = 8 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, магнитное поле $B \approx 100$ Гс в верхней части и $B \approx 200$ Гс в нижней части. Такие параметры хорошо согласуются с данными рентгеновской диагностики плотности плазмы и восстановлением коронального магнитного поля по магнитографическим наблюдениями на уровне фотосферы.

В заключение отметим, что учет эффекта Разина особенно актуален при проведении микроволновой диагностики вспышек по данным новых многоволновых радиогелиографов – Сибирского (SRH) и Китайского (MUSER). Связано это с тем, что диапазон частот их наблюдений существенно ниже, чем у Радиогелиографа Нобеяма, и поэтому эффект Разина будет сказываться даже при заметно меньшей плотности плазмы во вспышечной петле. Статистический анализ наблюдений без пространственного разрешения в диапазоне 1–18 ГГц на радиоспектрометре OVSA [6], подтверждает это заключение.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № 15-02-08028, 17-52-80064 и РФФ 16-12-10448.

Литература

1. Гинзбург В.Л. УФН, 1953, Т. 51, С. 343.
2. Разин В.А. Известия ВУЗов. Радиофизика, 1960, Т. 3, С. 584–594, 921–936.
3. Dulk G.A. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1985, V. 23, P. 169–224.
4. Гетманцев Г.Г. Доклады АН СССР, 1952, Т. 83, С. 557.
5. Kuznetsov S.A., Melnikov V.F. Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, P. 883–891.
6. Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. Solar Physics, 2008, V. 253, 43–73.

**НОВАЯ – СУПРАМОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА
СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ:
1). В МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИХ И КЛИМАТОЛОГИЧЕСКИХ
ПРОЯВЛЕНИЯХ
2). В МЕДИЦИНСКОЙ ПАТОЛОГИИ¹**

Авакян С.В.

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

**NOVEL - SUPRAMOLECULAR PHYSICS
OF THE SOLAR-TERRESTRIAL LINKS:
1) IN METEOROLOGICAL AND CLIMATOLOGICAL
MANIFESTATIONS
2) IN MEDICAL PATHOLOGY**

Avakyan S.V.

All-Russian Scientific Center S.I. Vavilov State Optical Institute, Saint-Petersburg, Russia

To analogy with the known supramolecular chemistry we have developed a novel direction in the physics of the solar-terrestrial links – supramolecular physics which is physics outside the molecules (atomic-molecular core) when the microwave radiation from the disturbance ionosphere takes part in clusters formation being absorbed by those components of molecular complex and thus increasing its stability.

1. Введение

В 2007 г. нами по предложению COST 724 Team, занимающейся исследованиями Космической погоды, было представлено такое определение: «*Космическая погода – это состояние окружающего космоса, влияющее практически на все аспекты человеческой деятельности и его здоровья*». Этот подход обсуждался в том же году также в нашем докладе на Международном симпозиуме CAWSES – “Climate and Weather in Solar-Earth System” по программе SCOSTEP, Киото, и на Европейском метеорологическом симпозиуме (EMS7/ECAM8), Мадрид (в приглашённом докладе). Ключевыми в этом определении являются два обстоятельства:

- среда человеческой деятельности (а значит и её состояние: метеорология и климатология) должна рассматриваться с учётом влияния окружающего космоса и как его часть,

- здоровье человека определяется состоянием внешней среды, погодой, климатом, в т.ч. воздействием окружающего космоса.

Этот подход был учтён в программной статье [1], где впервые в физике солнечно-земных связей предложены механизмы учёта воздействия на

¹ Статья публикуется в дискуссионном порядке в объеме, предоставленном автором.

погоду, климат и человеческий организм микроволнового излучения земной ионосферы, генерируемого при её возмущениях ионизирующими потоками вспышечного излучения Солнца и корпускул, в основном электронов кэВ-энергии, высыпающихся на ионосферные высоты из радиационных поясов и прямо из магнитосферы (в высоких широтах) при магнитных бурях. Эти потоки и составляют «истинную солнечно-геомагнитную активность». Таких механизмов, основанных на оптике и радиофизике нижней атмосферы, холодной плазмы и физике электронно-атомных и молекулярных столкновений предложено три [1, 2–6]:

- радиооптический трёхступенчатый триггерный механизм солнечно-магнитносферных – погодно-климатических связей;
- радиофизический двухрезонансный механизм ионосферно-био-сферных связей в медицинской биофизике;
- механизм супрамолекулярной физики формирования кластеров и ассоциатов из молекул воды в поле микроволн.

Наибольшая часть результатов исследований автора и его коллег по заявленной программе опубликована в Трудах Всероссийских ежегодных конференций «Солнечная и солнечно-земная физика», причём многие годы эта работа выполнялась автором и в ГАО РАН. Кстати, наиболее интересные для нас экспериментальные данные по солнечно-погодным связям были получены ранее на ГАС ГАО, Кисловодск, правда, усилиями сотрудников Санкт-Петербургского университета (на ст. «Солнечная»). Последним результатом этой работы явилось научное открытие в ВНЦ ГОИ нового явления в атмосфере Солнца: «Депрессии величины полного потока электромагнитного излучения Солнца (TSI) в периоды регистрации релятивистских протонов (GLE – Ground Level Events) солнечных космических лучей». Это явление имеет и практическое значение для обеспечения безопасности будущих пилотируемых межпланетных космических полётов [7, 8], а также при освоении Луны и работе с астероидами.

Целью доклада является представление наиболее полной сводки результатов исследований по заявленной в [1] программе, при этом получено обоснование новой парадигмы физики солнечно-земных связей применительно как к метеорологическим и климатическим проявлениям, в том числе современного глобального потепления приземного воздуха, так и к ряду аспектов медицинской патологии.

2. Результаты в области метеорологии и климатологии

1. Основной результат в данном направлении – выявление количественного вклада вариаций истинной солнечно-геомагнитной активности в погодно-климатические характеристики на современном этапе глобального потепления [2, 3]. Общепринятый подход, разрабатываемый и признаваемый абсолютным большинством метеорологов, считает очевидной и доказанной причиной этого, несомненно существующего последние десяти-

летия явления, парниковый эффект на газах – продуктах сгорания ископаемого топлива, прежде всего, углекислого газа. Казалось бы, это мнение специалистов, выработанное многолетней деятельностью Межправительственной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК) при ООН, не может подлежать сомнению. Но учёных других разделов наук об окружающей среде, прежде всего оптиков, космофизиков, геофизиков удивляет отсутствие в современной метеорологии возможности прогноза погоды более чем на неделю-две, а тем более на большие – климатические сроки, наличие в истории климата Земли неоднократных, гораздо более сильных потеплений в доиндустриальную эпоху. При этом существует и понимание, что прорыв в данной, жизненно важной области физики окружающей среды, возможен только при проведении фундаментальной работы по развитию возможностей физики солнечно-земных связей: разработке и верификации процессов влияния основных космических факторов, прежде всего, солнечно-геомагнитной активности, на параметры нижней атмосферы, формирующих погодно-климатические изменения.

Метеорологи-климатологи допускают, по мнению автора, два пробела в своём видении проблемы современного глобального потепления:

- не обращают должного внимания на основной парниковый газ – пары воды [9];

- не интересуются вкладом [2, 3] истинной солнечно-геомагнитной активности (потоками ионизирующего излучения Солнца и высыпаниями корпускул (электронов из радиационных поясов и прямо из магнитосферы) в формирование облачного покрова, регулятора радиационного баланса Земли.

Следует признать, что эта позиция во многом определялась неготовностью мировой науки об окружающей среде и, тем более, физики солнечно-погодных связей, к решениям с ликвидацией названных пробелов.

В основу нашего подхода был заложен известный принцип, что энергия, необходимая для создания атмосферного оптического (поглощающе-отражающего) экрана, на несколько порядков меньше амплитуды вызываемых этим экраном вариаций потока солнечной энергии, поступающей в нижнюю атмосферу. Т. о., постулирован канал получения усилительного – триггерного эффекта для управления радиационным балансом Земли через воздействие на облакообразование. Поскольку зарождающаяся на основе кластерной дымки оптически тонкая облачность способствует разогреву нижележащей тропосферы, то в [2, 3] обоснована гипотеза об определяющей роли последнего максимума векового хода солнечной и геомагнитной активностей в текущем глобальном потеплении. Действительно, при анализе данных спутниковой регистрации глобального распределения полной (общей) облачности выявлена полная корреляция между вариациями солнечно-геомагнитной активности в максимуме текущего векового цикла (в конце XX и начале XXI веков, соответственно) и трендами распространённости такой облачности [2, 3].

По программе [1] к настоящему времени выполнены демонстрационные количественные оценки в рамках разработанной супрамолекулярной физики [4–6]), согласующиеся с экспериментом, и позволившие сделать энергетические сопоставления роли антропогенных и естественных факторов в причинах наблюдаемого современного глобального потепления [2, 3]:

- главный канал влияния «солнечного сигнала – факторов истинной солнечно-геомагнитной активности» в глобальное потепление конца XX – начала XXI веков – управление глобальной распространённостью оптически тонкой облачностью. Это даёт от 7 Вт/м^2 в радиационном балансе Земли, а парниковый эффект на антропогенных газах с вкладом (по оценке МГЭИК) в $2,63 \text{ Вт/м}^2$, весьма незначителен;

- основной реальный фактор существующего антропогенного влияния на повышение температуры приземного воздуха – лесосведение и абиотизация суши с вкладом до $6,3 \text{ Вт/м}^2$ [10];

- вклад в глобальные изменения климата вариаций полного потока излучения Солнца (около $0,3\text{--}0,4 \text{ Вт/м}^2$) несущественен. А ведь обычно именно только он учитывался до наших работ, как «солнечный сигнал» в публикациях о глобальном потеплении за неимением адекватных моделей учёта вклада «истинной солнечно-геомагнитной активности».

Все наши выводы и привлекаемые процессы основаны на экспериментальных данных, прежде всего, на результатах наиболее полного и высококачественного международного эксперимента по регистрации глобальной облачности (International Satellite Cloud Climatology Project, ISCCP [11]). Но эти результаты плохо входят в парадигму исключительно антропогенной (обусловленной парниковым эффектом на выбросах углеродсодержащих газов в нижнюю атмосферу в результате человеческой деятельности) гипотезы МГЭИК по современному глобальному потеплению. По той же причине не используются результаты анализа данных многолетних международных спутниковых измерений уходящих из нижней атмосферы потоков [12], как отражённой Землёй солнечной коротковолновой радиации (УКР), так и потока длинноволновой (тепловой) радиации от подстилающей поверхности (УДР) [2, 3]. Между тем, сопоставление таких данных, проведённое в [13], дало основания для вывода, что рост потепления, вызванного усилением солнечной радиации у земной поверхности в 1983–2001 гг., "компенсировался неизвестным пока экстраохлаждающим фактором". В [3] нами показано, что этим фактором является уменьшение площади оптически тонкой глобальной облачности из-за спада уровня солнечно-геомагнитной активности в вековом цикле и, соответственно, увеличение величины потока уходящей в космос тепловой радиации Земли, что и вело к охлаждению.

2. Определены эффекты солнечных вспышек и магнитных бурь в вариациях основных метеопараметров: температуры воздуха (Т) и атмосферного давления (Р). Представлены [14] результаты сопоставления величин

этих параметров на высокогорной метеостанции вблизи Кисловодска (на высоте 2100 м) с патрульными данными по мощным событиям в солнечно-геомагнитных возмущениях для октября 2003 г. Наблюдалось уменьшение величины P в 9 случаях (82%) для средних и больших вспышек (класса $M > 4$), а также рост T после мировых магнитных бурь с $K_p > 5$ в 16 случаях (84%). Тем самым доказан факт проявления солнечных вспышек и геомагнитных бурь в вариациях метеопараметров (T и P), и получено качественное подтверждение вклада радиооптического трёхступенчатого триггерного механизма в солнечно-погодные связи.

Обнаружена также высокая степень корреляции между пиками в распространённости полной облачности и случаями всплесков величины солнечной постоянной (TSI) и в величине потока в одной из самых интенсивных линий ионизирующего спектра Солнца, $\lambda 30,4$ нм, (около 80%) [14]. Исследование отклика характеристик глобальной облачности на всплески величины TSI представляет практический интерес, т.к. этот эффект предложено использовать для прогнозирования погодно-климатических изменений, в частности, для составления средне-долгосрочных прогнозов погоды [15].

3. Количественная оценка дополнительного кластерообразования под действием потока микроволн из ионосферы при солнечных вспышках и магнитных бурях выполнена нами [4–6] после введения в парадигму физики солнечно-земных связей двух известных элементарных процессов из физики холодной плазмы:

- трёхчастичной «столкновительной диссоциативной рекомбинации [16]» кластерных ионов, когда электроны на ридберговских уровнях участвуют в безизлучательных переходах с диссоциацией кластера при малых величинах их орбитального момента (l). Но вероятность диссоциации становится низкой при больших значениях $l > 2$, когда электрон перестаёт проникать в атомно-молекулярный остов;

- кластеризации молекул воды по схеме образования многоатомных молекул [17]: «Такие многоатомные молекулы известны, они образуются за счет прародительских молекул с добавлением протона, что возможно, поскольку у них высокое сродство к протону. Образующиеся ионы нейтрализуются захватом электрона на ридберговскую орбиталь [18]». Здесь также кластерообразование увеличивается с ростом величины (l).

3. Радиооптический двухрезонансный механизм

в системе «Солнце-магнитосфера – человеческий организм»

В [1] предложен механизм двойного резонанса при ионосферном воздействии на несущей микроволновой частоте (УВЧ-СВЧ-КВЧ в области длин волн от 1 м до 1 мм) на элементы тела человека, а амплитудной модуляции этого потока ОНЧ-волнами в ионосферных резонаторах Шумана и Альфвена (в диапазоне ниже 100 Гц) – на ритмы человеческого организма.

В [19] собраны данные экспериментальных и теоретических исследований по известным частотам СВЧ-резонансов в живых системах в области от 3,6 мм до 30 см для клетки, ДНК и РНК-молекул, молекулы гемоглобина, клеточной мембраны и эритроцитов. Согласно [4, 6, 20], при спорадическом возрастании потока микроволн из ионосферы в периоды солнечных вспышек и особенно магнитных бурь изменение реологических свойств крови с увеличением её вязкости как раз и приводит к ухудшению самочувствия, особенно у людей с нарушениями сердечнососудистого и мозгового кровообращения.

4. Супрамолекулярная физика солнечно-земных связей

По аналогии с известной супрамолекулярной химией [21] предложено новое направление в физической химии окружающей среды [4–6]: «супрамолекулярная физика – это физика за пределами молекулы (атомно-молекулярного остова), в эволюции которой к сложным формам (кластерам, ассоциатам) принимает участие электромагнитное излучение внешнего происхождения, поглощаемое ридберговски возбуждёнными составляющими атомно-молекулярного комплекса с усилением его стабильности». Именно эти представления – об обязательном наличии промежуточного ридберговского состояния электрона, нейтрализующего положительный заряд таких сложных (кластерных) ионов – позволили автору [1, 4–6] предложить канал управления содержанием кластеров из молекул воды уровнем текущей солнечно-геомагнитной активности с учётом вклада индуцированного поглощения квантов потока микроволн. В этих ситуациях коэффициенты скорости нейтрализации заряда ионов определяются величиной орбитального момента (l) ридберговского электрона: вероятность процессов развала образующихся кластеров увеличивается при малых величинах l и наоборот. Следовательно, в периоды повышенного потока микроволн, всегда будет происходить, за счёт поглощения их электроном в ридберговском состоянии, уменьшение скорости развала кластера. В [22] приводятся типичные величины концентрации ледяных частиц ($10\text{--}15\text{ см}^{-3}$) в «молодых» перистых облаках. Т.о., изначально необходимо обеспечить стабилизацию (индуцированным поглощением микроволн из ионосферы) именно такое количество кластеров (ассоциатов). Наши оценки [5, 6] показывают что в тропосфере это с запасом до 1000 раз обеспечивается в период главной фазы мировой магнитной бури В тех же условиях можно ожидать, что кластерообразование воды в человеческом организме может внутри скин-слоя достигать до 26% [4, 6]. В периоды вспышек на Солнце эффект может быть меньше в 10–100 раз. Подчеркнём, что в [5, 6] мы осуществили проверочный расчёт по механизму супрамолекулярной физики ожидаемой плотности кластеров в период главной фазы мировой магнитной бури, сравнивая результаты расчётной оценки с экспериментальными данными по «молодой» перистой облачности. Удовлетворительный ре-

зультат этой проверки позволил нам рассчитывать на адекватность нашего подхода и в случае жидкости живого организма [4, 6]. В медицинской патологии нами впервые интерпретированы [4, 6] с позиций супрамолекулярной физики солнечно-земных связей зарегистрированные ранее эффекты увеличения вязкости крови и агрегатоспособности эритроцитов в период магнитных бурь при болезнях сердечно-сосудистого и мозгового кровообращения, факты усиления тяжести проявления ревматоидного артрита, а также рост числа новых заболеваний артритом в фазы наибольшей солнечно-геомагнитной активности в 11-летнем цикле.

5. Заключение

В докладе на основе результатов исследований по заявленной в [1] программе:

- обосновывается новая парадигма солнечно-магнитосферных – погодно-климатических связей, впервые количественно решены задачи описания таких связей в периоды мировой магнитной бури и солнечных вспышек, при этом использованы в рамках супрамолекулярной физики механизмы воздействия потока микроволн на кластерообразование паров воды при генерации оптически тонкой (перистой) облачности, получено удовлетворительное согласие с метеорологическими данными [2–6];

- количественно оценена возможность ионосферно-биосферных связей на основе привлечения известного процесса переноса протона при ассоциатообразовании молекул воды в жидких средах организма человека, с участием потока микроволн из ионосферы в период мировой магнитной бури, обосновывается новая парадигма солнечно-магнитосферных – биофизических связей в медицинской патологии, при этом предложена интерпретация известных эффектов влияния гелиогеофизических возмущений на больных ревматоидным артритом и сосудистыми заболеваниями [4–6].

Литература

1. *Авакян С.В.* Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 4. С. 435–442.
2. *Авакян С.В.* Роль активности Солнца в глобальном потеплении // Вестник РАН. 2013. Т. 83. № 5. С. 425–436.
3. *Авакян С.В.* Проблемы климата как задача оптики // Оптический журнал (J. of Opt. Tech.). 2013. Т. 80. № 11. С. 98–105.
4. *Avakyan S.V.* Supramolecular physics of the ionosphere – biosphere links // Proc. of the 11th Intl School and Conference “Problems of Geocosmos”, Eds V.S. Semenov e.a., (Oct 03–07, 2016, St. Petersburg, Russia), pp.180–186, VVM Publ., 2016.
5. *Avakyan S.V.* Supramolecular physics of the solar-troposphere links: control of the cloud cover by solar flares and geomagnetic storms // Proc. of the 11th Intl School and Conference “Problems of Geocosmos”, Eds V.S. Semenov e.a., (Oct 03–07, 2016, St. Petersburg, Russia), pp.187–191, VVM Publ., 2016.
6. *Авакян С.В.* Супрамолекулярная физика окружающей среды: климатические и биофизические эффекты // Вестник РАН, 2013, Т. 87, № 5, с. 458–466.

7. *Avakyan S.V., Gaponov V.A., Nicol'skii G.A., Solov'ev A.A.*, Possibilities of the forecast of generation of the high energy solar protons for the safety of Mars mission // *Acta Astronautica*, 2017, 135, 1, 187–191.
8. *Авакян С.В., Никольский Г.А., Соловьёв А.А., Гапонов В.А.* Открытие явления депрессии полного потока излучения Солнца в периоды генерации релятивистских протонов солнечных космических лучей // Тезисы докладов на Всероссийской астрономической конференции, Ялта, сентябрь 2017 г.
9. *Мелешко В.П. и др.* Опасный соблазн. Воздействие на климат в борьбе с глобальным потеплением // *Экология и жизнь*. 2010. № 2.
10. *Горшков С.П.* Причины глобального потепления и усиления нестабильности климата. Возможности противодействия не по сценарию Киотского протокола // *Устойчивое развитие: проблемы и перспективы*, вып. 4. М.: Изд-во КМК, 2010. С.82–103.
11. *Schiffer R.A., Rossow W.B.* The international satellite cloud climatology project (ISCCP): The first project of the World Climate Research Programme // *Bull. Am. Met. Soc.* 1983. V.64. P. 779.
12. *Головко В.А.* Глобальное перераспределение составляющих радиационного баланса Земли // *Исследование Земли из космоса*. 2003. № 6. С. 3–13.
13. *Ogurtsov M., Lindholm M., Jalkanen R.*, Background solar irradiance and the climate of the Earth in the end of the 20th century // *Atm. and Climate Sci.* 2012. № 2. P. 191–195.
14. *Avakyan S.V., Voronin N.A., Nicol'sky G.A.* Response of atmospheric pressure and air temperature to the Solar events in October 2003 // *Geomagnetism Aeronomy*. 2015. V. 55. № 8. P. 1180–1185.
15. *Авакян С.В., Баранова Л.А.* Способ учёта активности Солнца в среднесрочных прогнозах погодных-климатических характеристик // Патент РФ №2551301. 2015. Бюлл. № 3.
16. *Bates D.R.* Electron-ion recombination in an ambient molecular gas // *J. Phys. B. Atom. Molec. Phys.*, 1981. V. 14. № 18. P. 3525–3534.
17. *Gallas J.A.C., Leuchs G., Wallher H. e.a.* Rydberg atoms: high-resolution spectroscopy and radiation interaction – Rydberg molecules // *Adv. in Atom. and Mol. Phys.* 1985. V. 20. P. 413–466.
18. *Dabrowski I., Herzberg G.* The electronic emission spectrum of triatomic hydrogen. 1. *Canad. J. Phys.* 1980. V. 58. № 8. P. 1238–1249.
19. *Авакян С.В.* Микроволновое излучение ионосферы как фактор воздействия солнечных вспышек и геомагнитных бурь на биосистемы // *Оптический журнал. (J. of Opt. Tech.)*. 2005. Т. 72. № 8. С. 41–48.
20. *Ионова В.Г. и др.* // *Биофизика*. 2003. Т. 48. № 2. С. 380–384.
21. *Lehn J.-M.* *Supramolecular chemistry. Concepts and Perspectives*. 1995. Weinheim. N.-Y. Cambridge. VCH Verlagsgesellschaft mbH.
22. *Ивлев Л.С.* Аэрозольное воздействие на климатические процессы // *Оптика атмосферы и океана*. 2011. Т. 24. № 5. С. 392–410.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 3, 7
Абраменко В.И. 11, 219, 353
Абрамов-Максимов В.Е. 15, 19, 53, 299
Авакян С.В. 23, 397
Алексеев И.Ю. 25
Алексеева И.В. 179
Альтаморе А. 273, 277
Андреева О.А. 29, 365
Арабаджян Д.К. 321
Ахтемов З.С. 29, 33, 365
Бабин А.Н. 357
Бакунина И.А. 15
Баранов Д.Г. 81
Барановский Э.А. 37, 41
Биленко И.А. 45
Благовещенская Е.Э. 337
Бондарь Н.И. 49
Борисенко А.В. 37, 357, 365
Боровик В.Н. 19, 53, 299
Бруевич Е.А. 57, 61, 65
Бурсов Н.Н. 113
Бучнев А.А. 109
Васильев Г.И. 69, 249
Васильев С.С. 73
Васильева В.В. 327
Ватагин П.В. 373
Веретененко С.В. 77
Вернова Е.С. 81
Веселовский И.С. 85, 89, 157
Владимирский Б.М. 261
Волобуев Д.М. 93, 207, 289
Вохмянин М.В. 97, 101, 157
Галкин В.Д. 105
Гапонов В.А. 23
Гетлинг А.В. 109
Голубчина О.А. 113
Горда С.Ю. 25
Гриб С.А. 117
Григорьева И.Ю. 123, 381
Гуляева Т.Л. 127
Данилова О.А. 131
Демина И.А. 277
Демина И.М. 131
Дергачев В.А. 73, 135, 207, 211, 215, 337
Дмитриев П.Б. 337
Дравских А.Ф. 265
Егоров Я.И. 341, 345
Ерофеев Д.В. 141
Ефремов В.И. 145
Жарикова М.С. 313
Жеканис Г.В. 113
Живанович И. 293
Жигалкин Р.К. 29, 365
Загайнова Ю.С. 149, 345
Зайцев В.В. 153
Золотова Н.В. 97, 101, 157
Иванов В.Г. 161
Казачевская Т.В. 57
Калинин А.А. 165
Кальтман Т.И. 169
Капорцева К.Б. 85, 89
Кацова М.М. 173
Ким И.С. 179, 269
Киселев Б.В. 183
Клочек Н.В. 187
Коваль А.Н. 357
Ковальцов Г.А. 191
Козлова О.В. 25
Колотков Д.Ю. 309
Копылова Ю.Г. 361
Коржавин А.Н. 113, 169
Королькова О.А. 195, 303
Костюченко И.Г. 199
Крамынин А.П. 203
Кудрявцев И.В. 207, 211, 215
Кузнецов С.А. 373

- Кулешова А.И.* 215
Куценко А.С. 219
Лившиц М.А. 123, 381
Лозицкая Н.И. 41
Лозицкий В.Г. 41
Лукашенко А.Т. 85, 89
Лукичева М.А. 293
Лысенко А.Л. 373
Макаренко Н.Г. 93
Малащук В.М. 29, 365
Машнич Г.П. 187
Мельников В.Ф. 349, 393
Мерзляков В.Л. 223, 227
Михалина Ф.А. 203
Mikhailyaev V.B. 231, 235
Моргачев А.С. 239
Мосс Д.Л. 297
Моторина Г.Г. 239
Мышьяков И.И. 123
Naga Varun Y. 231, 235
Нагнибеда В.Г. 293
Наговицын Ю.А. 207, 215, 257, 309
Нижельский Н.А. 113
Низамов Б.А. 173
Никанорова И.Н. 105
Никольский Г.А. 23
Никонова М.В. 187
Обридко В.Н. 243
Овчинникова Е.П. 249, 369, 373
Огурцов М.Г. 77, 207, 215, 253
Опейкина Л.В. 19, 53, 299
Осипова А.А. 257
Остряков В.М. 69, 191
Павлов А.К. 69
Панихин В.А. 261
Панчелюга В.А. 261
Панчелюга М.С. 261
Парфиненко Л.Д. 145
Перебейнос В.А. 33
Петерова Н.Г. 265
Понявин Д.И. 101
Попов В.В. 269
Птицына Н.Г. 273, 277
Рагульская М.В. 243
Романов К.В. 281
Рыжов В.С. 293
Садовский А.М. 313
Серая О.Ю. 261
Сидоренков Н.С. 285
Сизоненко Ю.В. 157
Скакун А.А. 289
Скорбеж Н.Н. 327
Смирнова В.В. 239, 293, 309
Соколов Д.Д. 297
Соловьёв А.А. 23, 145, 195, 299, 303
Старкова Л.И. 227
Степанов А.В. 361
Стрекалова П.В. 309
Струминский А.Б. 69, 313
Таращук В.П. 37, 41
Тихонова О.И. 219
Глатов А.Г. 19, 53, 299, 317, 321, 327, 333
Глатова К.А. 293, 327, 333
Топчило Н.А. 265
Тясто М.И. 81, 131, 277, 337
Wilson Ian R.G. 285
Файнштейн В.Г. 149, 341, 345
Филатов Л.В. 349
Фролов Д.А. 69
Фурсяк Ю.А. 353
Харахнин Н.С. 191
Helata S. 253
Цап Ю.Т. 239, 357, 361, 365
Цыбулёв П.Г. 113
Чариков Ю.Е. 249, 369, 373, 377
Шабалин А.Н. 249, 369, 373, 377
Шаховская А.Н. 37, 381
Шибаетов А.И. 385
Шибаетов И.Г. 389
Шрамко А.Д. 19
Штерцер Н.И. 33
Якунина Г.В. 57, 61, 65
Яснов Л.В. 19

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Абдусаматов Х.И.</i> Лунная обсерватория для исследований климата в эпоху глубокого похолодания	3
<i>Абдусаматов Х.И.</i> Мониторинг энергетического бюджета Земли Лунной обсерваторией и орбитальными космическими аппаратами	7
<i>Абраменко В.И.</i> Дисперсия магнитного потока по поверхности Солнца	11
<i>Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.</i> Особенности короткопериодических колебаний микроволнового излучения активной области Солнца перед вспышкой	15
<i>Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В., Глатов А.Г., Шрамко А.Д., Яснов Л.В.</i> Эволюция микроволнового излучения и магнитного поля активных областей Солнца перед вспышками класса X по наблюдениям на РАТАН-600 и SDO: обзор событий 2011–2017 гг.	19
<i>Авакян С.В., Никольский Г.А., Соловьёв А.А., Гапонов В.А.</i> Открытие явления в солнечной атмосфере: «депрессия полного потока излучения Солнца в периоды регистрации релятивистских протонов СКЛ»	23
<i>Алексеев И.Ю., Козлова О.В., Горда С.Ю.</i> Циклическая активность запятанных звезд VY Aгi и IN Com	25
<i>Андреева О.А., Малащук В.М., Ахтемов З.С., Жигалкин Р.К.</i> Гигантская корональная дыра 2015–2017 гг. I. Изменение площади и интенсивности	29
<i>Ахтемов З.С., Перебейнос В.А., Штерцер Н.И.</i> Гигантская корональная дыра 2015–2017 гг. II. Магнитное поле и связь с активными образованиями и вспышками	33
<i>Барановский Э.А., Борисенко А.В., Таращук В.П., Шаховская А.Н.</i> Развитие солнечных вспышек в различных длинах волн	37
<i>Барановский Э.А., Лоцицкий В.Г., Лоцицкая Н.И., Таращук В.П.</i> Моделирование фотосферы и хромосферы вспышки 28 октября 2003	41

Биленко И.А. Закономерности формирования корональных выбросов массы, сопровождающихся и не сопровождающихся радиовсплесками II типа	45
Бондарь Н.И. Долговременная циклическая переменность красного карлика YZ CMi	49
Боровик В.Н., Абрамов-Максимов В.Е., Опейкина Л.В., Тлатов А.Г. Признаки подготовки вспышки класса X1.1 в NOAA 11515 (06.07.2012) по данным SDO и РАТАН-600	53
Бруевич Е.А., Казачевская Т.В., Якунина Г.В. Циклические вариации потоков солнечного излучения в конце XX – начале XXI века. Гистерезис индексов активности в сильных и слабых циклах на примере 22, 23 и 24 циклов	57
Бруевич Е.А., Якунина Г.В. Вариации потоков солнечного излучения вне вспышек (фоновых потоков) в УФ диапазоне в 24 цикле	61
Бруевич Е.А., Якунина Г.В. Характеристики крупных вспышек в 24 цикле солнечной активности	65
Васильев Г.И., Остряков В.М., Павлов А.К., Струминский А.Б., Фролов Д.А. Солнечные вспышки и периоды аномальной активности Солнца	69
Васильев С.С., Дергачев В.А. Концентрация космогенного изотопа ^{14}C и природа 2400-летнего цикла	73
Веретененко С.В., Огурцов М.Г. 60-летний цикл в климате Земли и динамике корреляционных связей между солнечной активностью и циркуляцией нижней атмосферы	77
Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г. Пространственно-временные изменения фотосферного магнитного поля	81
Веселовский И.С., Лукашенко А.Т., Капорцева К.Б. Классификационная схема солнечного ветра с использованием данных КА DSCOVR в 2016–17 годах	85
Веселовский И.С., Лукашенко А.Т., Капорцева К.Б. Статистические свойства солнечного ветра в 2016–17 гг. по данным КА DSCOVR	89

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г. Тонкая структура циркуляции плотности тока в активной области: кривизна Риччи и лапласиан Бохнера по магнитограммам SDO	93
Вохмянин М.В., Золотова Н.В. Площади и положение пятен на зарисовках Галилея 1612 года	97
Вохмянин М.В., Золотова Н.В., Понявин Д.И. Вековые вариации положения гелиосферного токового слоя	101
Галкин В.Д., Никанорова И.Н. Солнечные протонные события и атмосферный водяной пар	105
Гетлинг А.В., Бучнев А.А. Динамика течений и магнитных полей при зарождении биполярной группы пятен	109
Голубчина О.А., Коржавин А.Н., Нижельский Н.А., Жеканис Г.В., Бурсов Н.Н., Цыбулёв П.Г. Физические характеристики полярной корональной дыры в санти- метровом диапазоне длин волн	113
Гриб С.А. Физические и МГД особенности поведения потока солнечного ветра в планетарном магнитослое	117
Григорьева И.Ю., Мышьяков И.И., <u>Лившиц М.А.</u> Токи в активных областях: события с регистрацией солнцетрасения	123
Гуляева Т.Л. Модернизация солнечных управляющих параметров в Международ- ной модели ионосферы и плазмосферы после ревизии ряда чисел солнечных пятен	127
Данилова О.А., Тясто М.И., Демина И.М. Планетарное распределение снижений геомагнитных порогов, обу- словленных сильным возмущением магнитосферы	131
Дергачев В.А. Изменение солнечной радиации и климатические эффекты на деся- тилетних – столетних шкалах	135
Ерофеев Д.В. Вариации характеристик углового распределения ММП	141
Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Глобальные колебания Солнца по данным коронографа SOHO LASCO C3	145

Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г.

Сравнение особенностей формирования корональных выбросов массы, имеющих разную скорость в поле зрения коронографов LASCO 149

Зайцев В.В.

Незатухающие колебания электрического тока в корональных магнитных петлях и в аркадах магнитных петель 153

Золотова Н.В., Сизоненко Ю.В., Вохмянин М.В., Веселовский И.С.

Попытка извлечь косвенные данные о солнечном ветре из наблюдений кометных хвостов в минимуме Маундера 157

Иванов В.Г.

Форма 11-летнего цикла солнечной активности и средняя широта пятен на фазе спада цикла 161

Калинин А.А.

Нейтральный и ионизованный кальций в солнечных протуберанцах 165

Кальтман Т.И., Коржавин А.Н.

Долготное изменение характеристик микроволнового излучения источников 169

Кацова М.М., Низамов Б.А.

Особенности звезд, где “Kepler” зарегистрировал супервспышки 173

Ким И.С., Алексеева И.В.

Наблюдательные проявления электрических токов в протуберанцах 179

Киселев Б.В.

Межполушарные различия фрактальных характеристик цикличности солнечной активности 183

Клочек Н.В., Машнич Г.П., Никонова М.В.

Эксперимент по квазиоптической регистрации терагерцового излучения Солнца в Саянской солнечной обсерватории ИСЗФ СО РАН 187

Ковальцов Г.А., Остряков В.М., Харахнин Н.С.

Протоны от распада солнечных нейтронов и свойства межпланетной среды 191

Королькова О.А., Соловьев А.А.

Расчет крупномасштабных магнитостатических структур в солнечной короне 195

Костюченко И.Г.

Квази-двухлетние вариации и характеристики 11-летних циклов солнечной активности 199

Крамынин А.П., Михалина Ф.А.

Широтно-долготные особенности северо-южной асимметрии солнечной активности 203

Кудрявцев И.В., Волобуев Д.М., Дергачев В.А., Наговицын Ю.А., Огурицов М.Г.

Реконструкция скорости генерации космогенного изотопа ^{14}C в атмосфере Земли за период 17000–5000 лет до нашей эры 207

Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.

К вопросу о возможном влиянии вариаций климата на радиоуглеродные данные во время Позднего Дриаса 211

Кулешова А.И., Дергачев В.А., Кудрявцев И.В., Наговицын Ю.А., Огурицов М.Г.

Реконструкция гелиосферного модуляционного потенциала и чисел Вольфа на основе радиоуглеродных данных с начала 11 века по середину 19 века с учетом климатических изменений 215

Куценко А.С., Абраменко В.И., Тихонова О.И.

Анализ скорости увеличения магнитного потока во всплывающих активных областях 219

Мерзляков В.Л.

Формирование петельных структур переходной области атмосферы Солнца 223

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

Шлемовидная структура солнечной короны в эпохи минимума 227

Mikhailyaev B.B., Naga Varun Y.

Fast sausage solitons in the coronal loops 231

Mikhailyaev B.B., Naga Varun Y.

Nonlinear Schrödinger equation for the sausage mode in homogenous magnetic flux tubes 235

Моргачев А.С., Цап Ю.Т., Моторина Г.Г., Смирнова В.В.

3D-моделирование микроволнового излучения события 5 июля 2012 г. с положительным наклоном миллиметрового спектра 239

Обридко В.Н., Рагульская М.В.

Раннее Солнце, физические условия на ранней Земле и происхождение жизни 243

<i>Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Васильев Г.И.</i> Влияние комптоновского рассеяния на поток жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек с различной угловой анизотропией источников жесткого рентгеновского излучения	249
<i>Ogurtsov M.G., Helama S.</i> Hallstatt cycle in subarctic Fennoscandian temperature and its possible link with solar activity	253
<i>Осипова А.А., Наговицын Ю.А.</i> Правило Вальдмайера для двух популяций пятен	257
<i>Панчелюга В.А., Владимирский Б.М., Панчелюга М.С., Серая О.Ю., Панихин В.А.</i> Выраженность периодов 50, 80 и 160 мин во временных рядах флуктуаций скорости альфа-распада	261
<i>Петерова Н.Г., Дравских А.Ф., Топчило Н.А.</i> Профиль линии нейтрального водорода на частоте 9850 МГц с учетом эффекта Зеемана	265
<i>Попов В.В., Ким И.С.</i> Крупномасштабные электрические токи в нижней К-короне 1994 и 2006 гг.	269
<i>Птицына Н.Г., Альтаморе А.</i> Становление солнечно-земной физики как научной дисциплины: к 200-летию со дня рождения итальянского астронома, метеоролога и магнитолога Анжело Секки	273
<i>Птицына Н.Г., Демина И.А., Тясто М.И., Альтаморе А.</i> Влияние внутренних источников магнитного поля земли на вековой ход авроральной активности, 1600–1900 гг.	277
<i>Романов К.В.</i> Влияние теплового прогрева на формирование корональных конденсаций в солнечной атмосфере	281
<i>Сидоренков Н.С., Ian R.G. Wilson</i> О влиянии попятного движения Солнца на земные процессы	285
<i>Скакун А.А., Волобуев Д.М.</i> Проблемы прогнозирования огибающей солнечных циклов в терминах TSI методом аналогов	289

<i>Смирнова В.В., Лукичева М.А., Тлатова К.А., Рыжов В.С., Живанович И., Нагнибеда В.Г.</i> Обработка данных радиотелескопа РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана для использования в моделировании миллиметрового излучения активных областей солнечной хромосферы	293
<i>Соколов Д.Д., Мосс Д.Л.</i> Стохастический резонанс в солнечном динамо	297
<i>Соловьев А.А., Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В., Тлатов А.Г.</i> Особенности эволюции градиента магнитного поля в активной области перед большой вспышкой	299
<i>Соловьев А.А., Королькова О.А.</i> Быстрое вращение ядра Солнца и солнечный цикл	303
<i>Стрекалова П.В., Колотков Д.Ю., Наговицын Ю.А., Смирнова В.В.</i> Анализ колебательных мод магнитного поля факельных образований на Солнце	309
<i>Струминский А.Б., Садовский А.М., Жарикова М.С.</i> Радиационные условия вблизи экзопланет системы Trappist-1	313
<i>Тлатов А.Г.</i> Реконструкция структур с открытой конфигурацией магнитного поля Солнца в столетнем цикле активности	317
<i>Тлатов А.Г., Арабаджян Д.К.</i> Реконструкция параметров солнечного ветра и прогноз геомагнитной активности	321
<i>Тлатова К.А., Васильева В.В., Скорбеж Н.Н., Тлатов А.Г.</i> Реконструкция столетних рядов солнечной активности	327
<i>Тлатова К.А., Тлатов А.Г.</i> Длина магнитной оси биполей солнечных пятен	333
<i>Тясто М.И., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б., Благовещенская Е.Э.</i> Квазипериодические вариации в структуре окаменевших слоистых отложений Докембрия (~ 680 млн. лет тому назад) и современные циклы солнечной активности	337
<i>Файнштейн В.Г., Егоров Я.И.</i> Рождение ударной волны, связанной с КВМ, в поле зрения коронографа LASCO C3	341

Файнштейн В.Г., Егоров Я.И., Загайнова Ю.С. Кинематика КВМ и связанных ударных волн по данным LASCO: сравнительный анализ	345
Филатов Л.В., Мельников В.Ф. Взаимодействие турбулентности вистлеров с нетепловыми электро- нами во вспышечной петле	349
Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И. Вертикальные электрические токи в фотосфере активной области: методика вычислений, структура и динамика	353
Цап Ю.Т., Коваль А.Н., Бабин А.Н., Борисенко А.В. Магнитная аномалия в тени пятна активной области NOAA 12192	357
Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Степанов А.В. Моделирование альфвеновских мод тонких магнитных трубок в нижней атмосфере Солнца: аналитические и численные оценки	361
Цап Ю.Т., Малащук В.М., Борисенко А.В., Ахтемов З.С., Андре- ева О.А., Жигалкин Р.К. О связи скорости солнечного ветра с изменением площади корональ- ных дыр	365
Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н. Динамика энергетических спектров ускоренных электронов и жест- кого рентгеновского излучения локальных источников солнечных вспышек	369
Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Лысенко А.Л., Ватагин П.В., Кузнецов С.А. Энергетические спектры и временные задержки жесткого рентгенов- ского излучения вспышек, зарегистрированных в эксперименте Ко- нус-Винд, RHESSI	373
Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Жесткое рентгеновское излучение ускоренных электронов в частично ионизованной плазме солнечных вспышек	377
Шаховская А.Н., Григорьева И.Ю., Лившиц М.А. Развитие нестационарных явлений в сложной группе солнечных пя- тен	381
Шибеев А.И. Зависимость периода «вековой» гармоника ряда чисел Вольфа от длины исследуемого ряда	385

Шибяев И.Г.

Долгосрочный прогноз солнечной активности по 150-летней гармонике и характеристикам циклов достоверной части ряда чисел Вольфа 389

Мельников В.Ф.

Роль эффекта Разина в генерации микроволнового излучения вспышечных петель 393

Авакян С.В.

Новая – супрамолекулярная физика солнечно-земных связей:

- 1). В метеорологических и климатологических проявлениях.
- 2). В медицинской патологии 397

Список авторов 405

Научное издание

***XXI ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА***

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2017**

ТРУДЫ

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