

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*XXII ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2018**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2018

Сборник содержит доклады, представленные на XXII Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018» (8 – 12 октября 2018 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, Болгарии, Украины, Казахстана, США.

Оргкомитет конференции

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

Члены оргкомитета:

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

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

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

Труды ежегодных Пулковских конференций по физике Солнца, первая из которых состоялась в 1997 году, являются продолжением публикации научных статей по проблемам солнечной активности в бюллетене «Солнечные данные», выходившем с 1954 по 1996 гг.

Синоптические данные о солнечной активности, полученные в российских обсерваториях (главным образом, на Кисловодской Горной станции ГАО РАН) в продолжение программы «Служба Солнца СССР», доступны в электронном виде по адресам:

<http://www.gao.spb.ru/english/database/sd/index.htm>

<http://www.solarstation.ru/>

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ОБЛАЧНОГО ПОКРОВА ПРАКТИЧЕСКИ НЕ ВЛИЯЮТ НА КЛИМАТ

Абдусаматов Х.И.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE IMPACT OF AN INCREASE IN THE AREA OF THE CLOUD COVER AND THE COSMIC RAYS FLUX ON CLIMATE IS PRACTICALLY ABSENT

Abdussamatov H.I.

Pulkovo observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

It is believed that an increase in the area of the cloud cover in the lower atmosphere of the Earth, presumably caused by grows of the galactic cosmic rays flux in the period of the Grand minimum of solar activity, leads to an increase the reflected portion of the TSI back into space, and by that, to a cooling of the climate down to the Little Ice Age. However, without any reason, this hypothesis totally ignores the influence of the quasi-bicentennial variation of TSI of some ~0.4% and all the changes in the physical processes in the atmosphere, which are due to by growth of the cloud cover. Also at all is not taken into account the reverse aspect of the simultaneous increase in the reflection of the thermal radiation of the Earth's surface and the solar radiation reflected from it by due to the increase of the cloud cover area. An inverse aspect of simultaneously an increase in the reflection of the thermal radiation of the Earth surface and of the solar radiation reflected from it, as well as the significant amplification of the greenhouse effect practically compensates of this cooling by means of accumulation of energy. An estimate of the grows cloud cover in the lower atmosphere by 2% leads to the difference between the average annual energy budgets of the Earth after and before the growth of the cloud cover area to a practically absent variation of $E_1 - E_o \approx 0$ or may be $E_1 - E_o > 0$, what can lead to some warming. Consequently, the impact of an increase in the area of the cloud cover, presumably caused by the growth of the cosmic rays flux, on climate is practically absent.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-3-6

Поглощаемая Землей доля мощности поступающего солнечного излучения, как и доля мощности уходящего в космическое пространство через окна прозрачности атмосферы теплового излучения земной поверхности зависят от изменения площади и оптической плотности облачного покрова. Однако авторы работ [1–3] считают, что долговременное увеличение площади облачного покрова в нижней атмосфере Земли, вызванное предположительно влиянием роста потока галактических космических лучей в период квазидвухвекового глубокого минимума солнечной активности, приводит только к заметному росту отраженной части поступающего солнечного излучения обратно в космос. И это ведет к отрицательному среднегодовому энергетическому бюджету Земли и охлаждению климата вплоть до Малого ледникового периода. Однако, к сожалению, данная ги-

потеза безосновательно полностью игнорирует безусловные влияния квазидвухвековой вариации солнечной постоянной порядка 0.4% [4, 5] на изменение климата, а также последующих изменений физических характеристик атмосферы, обусловленных ростом площади и оптической плотности облачного покрова, и вторичных причинно-следственных эффектов обратной связи. Она также совершенно не учитывает противоположный аспект одновременного увеличения поглощения и отражения теплового излучения поверхности Земли и отраженного от нее солнечного излучения обратно к поверхности, а также заметного сужения пропускания окон атмосферной прозрачности и значительного усиления парникового эффекта вследствие увеличения облачного покрова в нижней атмосфере.

Впервые нами проведена комплексная оценка противоположно направленных неизведанных аспектов энергетического воздействия увеличения площади и оптической плотности облачного покрова одновременно и на увеличение поглощения и отражения теплового излучения поверхности Земли и отраженного от нее солнечного излучения обратно к поверхности, а также значительное усиление парникового эффекта. Они приводят к сужению пропускания окна атмосферной прозрачности излучения земной поверхности в космическое пространство и представляют собой важный источник накопления дополнительной энергии нагрева, что практически компенсирует возможное охлаждение. Поскольку уходящая в космос через окна прозрачности атмосферы доля теплового излучения поверхности, как и поглощенная облаками доля излучения поверхности происходят практически в одних и тех же широких спектральных полосах.

Энергетический бюджет Земли (энергетический дисбаланс между Землей и космосом) E [6] определяется на внешних слоях атмосферы среднегодовой разностью между поступившей энергией солнечной постоянной (СП) и ушедшими в космос, отраженной и рассеянной Землей доли СП (альbedo Бонда) и собственной тепловой энергией планеты. Попробуем оценить возможное изменение нынешнего состояния величины среднегодового энергетического бюджета Земли E_0 , если только площадь облачного покрова в нижней атмосфере Земли долговременно вырастет на 2%, вызванного предположительно влиянием роста потока галактических космических лучей. В этом случае отраженная от облаков часть входящего солнечного излучения обратно в космос ($\approx 79 \text{ Вт/м}^2$) также увеличится примерно на 2%. Это ослабляет поток солнечной радиации, достигающей поверхностных слоев, и приведет к уменьшению E_0 примерно на $-0.02 \cdot 79 \text{ Вт/м}^2 = -1.58 \text{ Вт/м}^2$ и приведет к соответствующему охлаждению. Однако, в то же время, с увеличением площади облачного покрова, поглощенная энергия теплового излучения поверхности Земли облаками увеличивается, а энергия, уходящая в космос через прозрачные окна атмосферы ($\approx 40 \text{ Вт/м}^2$) соответственно будет уменьшаться. Это увеличивает поток энергии в поверхностных подоблачных слоях и приведет к увеличению E_0 пример-

но на $+0.02 \cdot 40 \text{ Вт/м}^2 = +0.8 \text{ Вт/м}^2$ и приведет к некоторому потеплению. Одновременно тепловое излучение поверхности Земли, отраженное обратно к поверхности облачным покровом, также увеличится примерно на 2%, что также приведет к некоторому потеплению. В то же время часть солнечного излучения, отраженного от поверхности Земли, которая уходит в космос ($\approx 23.5 \text{ Вт/м}^2$), также будет уменьшаться, поскольку ее отражение облаками в направлении поверхности будет увеличиваться на 2%. Это приведет к увеличению E_0 примерно на $+0.02 \cdot 23.5 \text{ Вт/м}^2 = +0.47 \text{ Вт/м}^2$ и нагреванию воздуха под облаками и поверхности. Одновременно с увеличением облачного покрова поглощенная солнечная радиация, отраженная от поверхности Земли, также увеличивается примерно на 2%, что также приводит к некоторому потеплению. Кроме того, увеличение облачных покрытий в нижних слоях атмосферы значительно усиливает парниковый эффект, что также приводит к заметному увеличению E_0 с последующим нагревом.

Испускаемые облаками излучения ($\approx 30 \text{ Вт/м}^2$) станут на 2% больше как в направлении космического пространства, так и в направлении поверхности Земли. Это приведет к уменьшению E_0 примерно на $-0.02 \cdot 30 \text{ Вт/м}^2 = -0.6 \text{ Вт/м}^2$ и к некоторому охлаждению. Одновременно это также приведет к увеличению E_0 примерно на $+0.02 \cdot 30 \text{ Вт/м}^2 = +0.6 \text{ Вт/м}^2$ и некоторому потеплению. В результате новый энергетический бюджет Земли $E_1 \approx E_0 - 1.58 \text{ Вт/м}^2 + 0.8 \text{ Вт/м}^2 + 0.47 \text{ Вт/м}^2 - 0.6 \text{ Вт/м}^2 + 0.6 \text{ Вт/м}^2 + x.xx \text{ Вт/м}^2$ (вклад от роста парникового эффекта). Таким образом, $\Delta E = E_1 - E_0 \approx 0$ или может быть $E_1 - E_0 > 0$, т.е. разница между энергетическими бюджетами Земли после и до роста площади облачного покрова практически равна нулю или может быть больше нуля, что может привести к некоторому потеплению. Следовательно, влияние увеличения площади облачного покрова, предположительно вызванное влиянием галактических космических лучей, на климат очень мало [7].

Следует отметить, что в соответствии с отношением Клаузиуса-Клапейрона охлаждение приводит к уменьшению испарения из Мирового океана и суши, снижению содержания влаги в атмосфере. Следовательно, атмосфера будет содержать меньше водяного пара, что, в свою очередь, уменьшит образование облаков и общую площадь облачного покрова. «Глобальный земной климат определяется исключительно долговременным (в течение периода времени порядка 20 лет и более) изменением глобального теплового состояния (теплосодержания) всей планеты, которое определяется среднегодовой величиной ее глобального энергетического бюджета, определяемым избытком или дефицитом разности между поглощенной планетой доли поступающей солнечной энергии и уходящей в космическое пространство излучаемой Землей собственной тепловой энергией» совместно с не менее важными последующими многократными влияниями эффектов обратной связи [6]. Большие ледниковые периоды с пе-

репадом температур $\sim 10\text{--}12^\circ\text{C}$ также являются результатом долговременных весьма незначительных изменений солнечной постоянной, вызванных циклами Миланковича, совместно с последующими многократными влияниями эффектов обратной связи, независимо и без участия соответствующих долговременных глубоких изменений солнечной активности, космических лучей и облаков. Потепление Марса и практически всей Солнечной системы в конце 20-го века также не подтверждает какого-либо значительного влияния изменения потока галактических космических лучей на изменение климата в отличие от влияния квазидвухвековой вариации солнечной постоянной.

Таким образом, долговременное увеличение облачного покрова, вызванное предположительно влиянием роста потока космических лучей, практически не приводит к значимой вариации среднегодового энергетического бюджета Земли, т.е. практически не оказывает влияние на похолодание климата.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы № 28 фундаментальных исследований Президиума РАН “Космос: исследования фундаментальных процессов и их взаимосвязей”.

Литература

1. *Svensmark H.* Cosmoclimatology: a new theory emerges // *Astron. Geophys.* 2007. 48. Issue 1. 1.18-1.24. doi 10.1111/j.1468-4004.2007.48118.x
2. *Svensmark H., Enghoff M.B., Shaviv N.J., Svensmark J.* Increased ionization supports growth of aerosols into cloud condensation nuclei // *Nature Communications.* 2017. 8, No. 1, 2199. DOI: 10.1038/s41467-017-02082-2
3. *Svensmark H., Friis-Christensen E.* Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage - a missing link in solar-climate relationships // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 1997. 59, N. 11, 1225-1232. doi 10.1016/S1364-6826(97)00001-1
4. *Egorova T., Schmutz W., Rozanov E., et al.* Revised historical solar irradiance forcing // arXiv:1804.00287v1 [astro-ph.SR] 1 Apr 2018
5. *Shapiro A.I., Schmutz W., Rozanov E., et al.* A new approach to the long-term reconstruction of the solar irradiance leads to large historical solar forcing // *Astron. & Astrophys.* 2011. Vol. 529. A67. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201016173>
6. *Абдусаматов Х.И.* Сравнительный анализ погрешности мониторинга глобального энергетического бюджета Земли лунной обсерваторией и орбитальными космическими аппаратами // *Исследование Земли из космоса.* 2018. № 3. С. 101-116. doi: 10.7868/S0205961418030089
7. *Abdussamatov H.I.* Cosmic rays and clouds variations effect on the climate is insignificantly // 3rd International Convention on Geosciences and Remote Sensing. October 19–20, 2018 Ottawa, Ontario, Canada *J. Remote Sensing & GIS.* 2018, V. 7, P. 22. doi: 10.4172/2469-4134-C2-013

ТУРБУЛЕНТНАЯ ДИФФУЗИЯ МЕЛКОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВНУТРИ И ВНЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Абраменко В.И.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

TURBULENT DIFFUSION OF SMALL-SCALE MAGNETIC FIELD INSIDE AND OUTSIDE OF ACTIVE REGIONS

Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Recently it was shown that in undisturbed solar photosphere, the magnetic flux dispersal occurs in a regime of super-diffusivity: the index γ of a separation spectrum is in a range of (1.3–1.6) and the turbulent diffusion coefficient η_t grows from ~ 20 to $\sim 300 \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$ on length scales of 20–6000 km. A situation with diffusivity inside active regions (ARs) remains unexplored. Here we present results of a flux dispersal analysis inside four ARs. The ARs of different stage of evolution and different flaring productivity were analysed using data acquired by Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamic Observatory (SDO). We found that the dispersion of small-scale magnetic elements occur in a regime that is close to normal diffusion: the index γ varies in a range of (1.02–1.17) and $\eta_t = (120 - 130) \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$ for an AR with $\gamma = 1.02$ and $\eta_t = (145 - 240) \text{ km}^2 \text{ s}^{-1}$ for the most “super-diffusive” AR with $\gamma = 1.17$. We conclude that the diffusivity regime does not appear to depend on individual properties of an AR, such as total unsigned magnetic flux, state of evolution, and flaring activity. Small-scale magnetic elements inside the AR area are not representative of the undisturbed photosphere, but they rather intrinsically belong to the whole coherent magnetic structure of an AR and probably are a result of the evolutionary processes in an AR such as flux emergence and dispersion.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-7-10

В серии недавних работ [1–4] было показано, что в невозмущенной фотосфере дисперсия мелкомасштабных магнитных элементов по поверхности Солнца происходит в режиме супер-диффузии. В таком режиме коэффициент турбулентной диффузии η_t возрастает прямо пропорционально (линейному и временному) масштабу, а степенной показатель γ спектра смещений существенно превосходит единицу – значение, характерное для режима нормальной диффузии. Величина γ составляет (1.3–1.6) в невозмущенных областях [1–4], а коэффициент турбулентной диффузии η_t растет от 20 до 300 км² с⁻¹ при возрастании масштаба от 20 до 6000 км [2].

Невозмущенные области занимают около 80% поверхности Солнца, и естественно, режим дисперсии поля в них существенно влияет на процессы, связанные с солнечным циклом. При этом вопрос о том, как происходит дисперсия мелкомасштабных магнитных элементов внутри активных областей, остается открытым. Она может происходить в том же режиме,

что и в окружающей невозмущенной фотосфере, но может и существенно отличаться, неся в себе признаки турбулентных процессов на глубинах, где формировалась активная область (АО).

Здесь мы представляем результаты исследования режима турбулентной диффузии в четырех АО с разным уровнем вспышечной активности и на разных стадиях эволюции. На рисунке 1 их магнитограммы показаны в едином масштабе в момент прохождения областей через центральный меридиан.

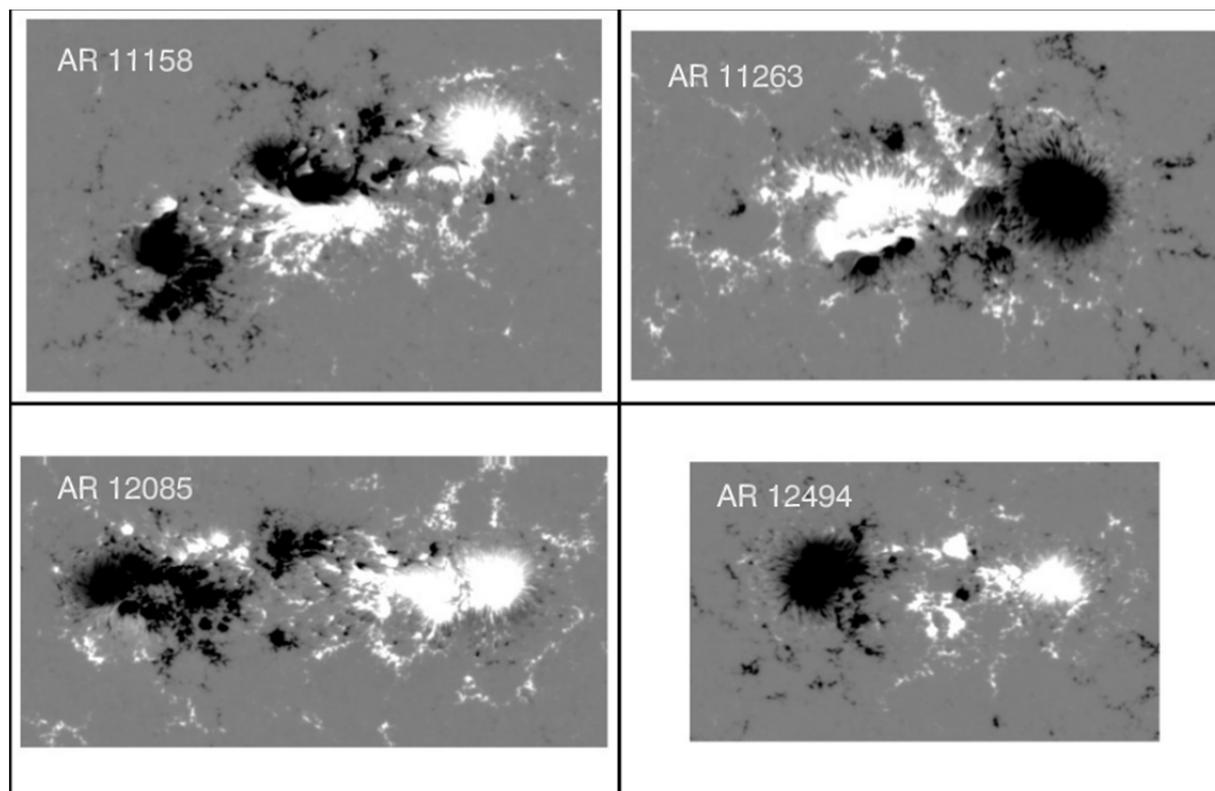


Рис. 1.

Для каждой АО 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]. Магнитные элементы выделялись по порогу 30 Mx cm^{-2} и имели площадь от 3 до 100 квадратных пикселей. По данным о траекториях трассеров поля были вычислены спектры разлета в паре трассеров [5], представленные на рисунке 2. По ним получены графики изменения коэффициента турбулентной диффузии η_t в зависимости от временного и пространственного масштаба, Рисунок 3, где для сравнения серой линией показан график η_t для области в корональной дыре, СН, по данным работы [2]. Состояние развития АО (Stable, Emerging) и

уровень вспышечной продуктивности, Flare Index, FI, указаны в скобках на рис. 3.

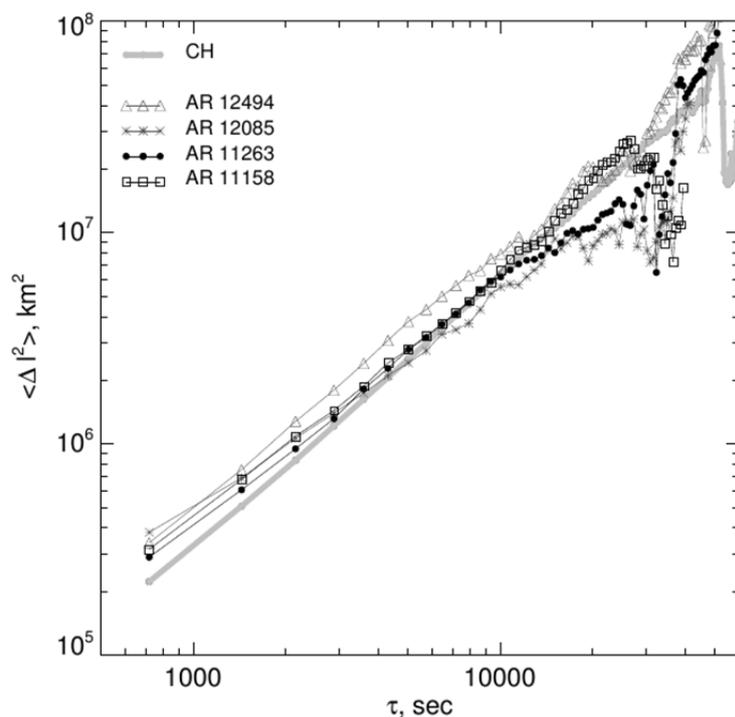


Рис. 2.

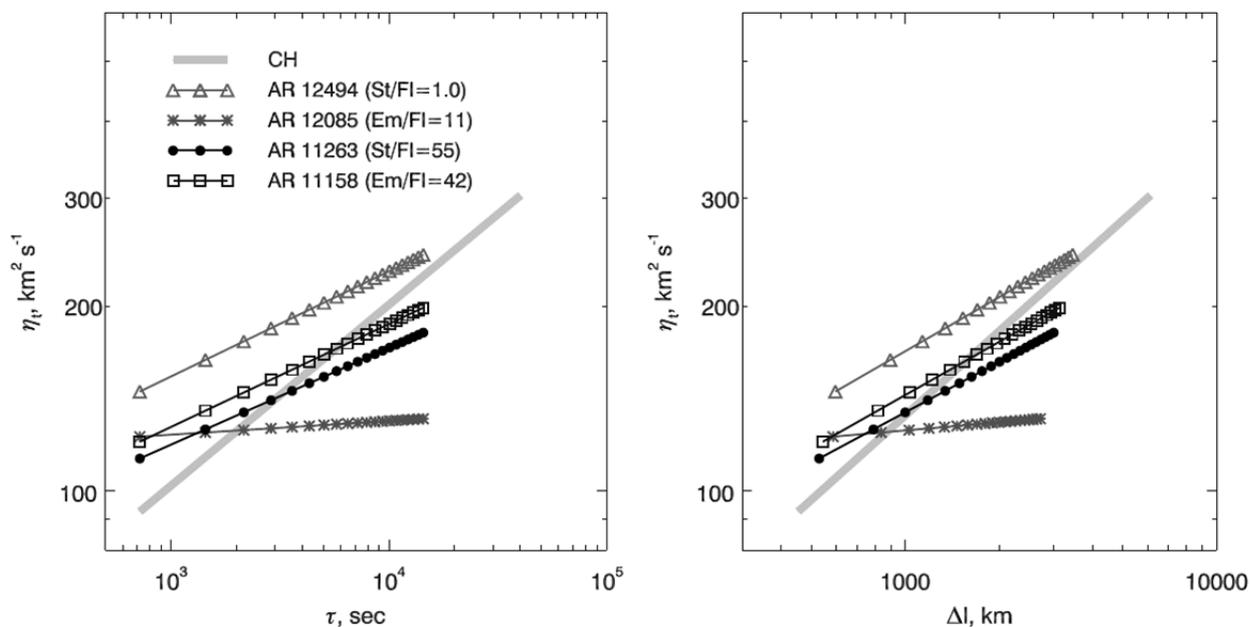


Рис. 3.

Выяснилось, что мелкомасштабные магнитные элементы в АО диффундируют в режиме, более близком к нормальной диффузии по сравне-

нию с невозмущенной фотосферой: показатель γ составляет (1.02–1.17), что существенно ближе к единице, – величине, характерной для нормальной диффузии. При этом η_t возрастает в пределах 120–130 км² с⁻¹ для АО с $\gamma = 1.02$ и в пределах 145–240 км² с⁻¹ для АО с $\gamma = 1.17$. Режим диффузии, по-видимому, не зависит от индивидуальных свойств АО, таких как уровень вспышечной продуктивности, стадия развития, магнитный поток.

Можно заключить, что мелкомасштабные магнитные элементы в АО не являются представителями невозмущенной фотосферы, а принадлежат общей когерентной магнитной структуре, объединенной в активную область. Турбулентные свойства мелкомасштабных магнитных элементов, скорее всего, не связаны с процессами над фотосферой, но несут в себе информацию о подфотосферной динамике замагниченной плазмы.

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. *Abramenko, V.I.* // *MNRAS*, 2017, v. 471, p. 3871.
3. *Giannattasio, F., Del Moro, D., Berrilli, F., and 3 co-authors* // *Astrophys. J.*, 2013, v. 770, L36.
4. *Giannattasio, F., Stangalini, M., Berrilli, F., Del Moro, D., Bellot Rubio, L.* // *Astrophys. J.*, 2014, 788, 137.
5. *Lepreti, F., Carbone, V., Abramenko, V. I. and 4 co-authors* // *Astrophys. J.*, 2012, 759, L17.

КОЛЕБАНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА ПЕРЕД ВСПЫШКАМИ

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

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

OSCILLATIONS IN SOLAR ACTIVE REGIONS BEFORE FLARES

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 continue research the oscillation parameters in solar active regions (ARs) in connection with their flare activity.

Aims: The aim of this paper is to study oscillations of microwave emission of AR NOAA 12673 before first M-class flare in September 2017.

Methods: We used the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) daily observations. The radio maps of the whole solar disk were synthesized in non-standard mode with a cadence of ten seconds and ten seconds averaging. We computed the time series of maximum brightness temperature and total flux over selected field-of-view (FOV) and used spectral wavelet analysis of the time series.

Results: The first M-class flare occurred on September 4, 2017 at 05:36-06:05 UT. We found that 100-minute oscillations were observed on September 4 during a few hours before M1.2 flare. At the same time, there were no noticeable oscillations on September 3. The observed effect is similar to the previously detected effect for 3-minute and 10-minute oscillations, namely, before radio burst there was increase of the power of oscillations. The effect can be interpreted as a relationship between MHD waves propagating along the magnetic flux tube of sunspot and beginning of the flares.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-11-14

Исследование колебательных процессов, которые наблюдаются практически во всех структурах солнечной атмосферы в различных диапазонах электромагнитного спектра [1–4], является мощным инструментом диагностики корональной плазмы [5].

Квазипериодические колебания (КПК) солнечного радиоизлучения были обнаружены почти 50 лет назад [6]. Тогда же были получены первые указания на существование связи параметров КПК со вспышечной активностью [7]. Также был обнаружен эффект усиления мощности квазипериодических колебаний микроволнового излучения непосредственно перед вспышкой. Наличие этого эффекта отмечали разные авторы [8–11].

Во время вспышечного процесса происходит перестройка магнитного поля активной области и изменение параметров плазмы, что, вероятно, и приводит к изменению характеристик КПК. Этот факт может быть исполь-

зован для диагностики корональной плазмы, а также, возможно, для разработки новых прогностических критериев. Однако возможности инструментов того времени были ограничены и не позволяли провести детальные исследования для отдельных активных областей.

Новые возможности исследования КПК в микроволновом диапазоне [12] открылись благодаря созданию радиогелиографа Нобеяма (NoRH). На радиогелиографе ведутся непрерывные наблюдения Солнца с 1992 года по 7–8 ч ежедневно с временным разрешением 1 сек в штатном режиме на частотах 17 и 34 ГГц с регистрацией интенсивности (параметр Стокса I) и круговой поляризации (параметр Стокса V, только на 17 ГГц). Угловое разрешение составляет 10"–20" на частоте 17 ГГц, что позволяет выделять в активных областях пятенные и межпятенные источники радиоизлучения и исследовать колебательные процессы в них. С использованием данных наблюдений NoRH были детально исследованы КПК микроволнового излучения с периодами от 2–3 до 100–200 мин [13].

В работе [14] 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. Аналогичные события показаны в работах [15, 16].

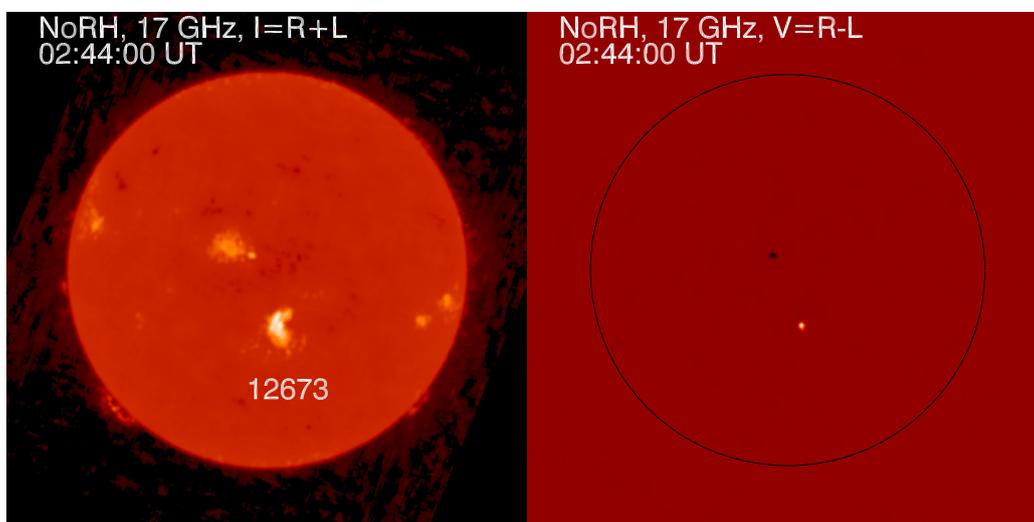


Рис. 1. Радиоизображения Солнца по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма в момент местного полудня 4 сентября 2017 г. на волне 1.76 см в интенсивности (слева) и круговой поляризации (справа).

Целью данной работы является исследование колебаний на предвспышечной стадии в АО NOAA 12673, в которой произошла серия больших вспышек, в том числе самые мощные вспышки 24-го цикла солнечной активности. Первая вспышка класса М (M1.2) произошла 4 сентября: начало

05:36 UT, максимум 05:49, окончание 06:05 (согласно SWPC PRF 2193). До этого 3–4 сентября в этой АО были только слабые вспышки класса C1. А начиная с 4 сентября, в АО наблюдалась высокая вспышечная активность. Поэтому мы сделали акцент на анализе колебаний микроволнового излучения АО перед первой вспышкой класса M, т.е. 3–4 сентября. В эти дни АО располагалась вблизи центрального меридиана (рис. 1).

Мы использовали ежедневные наблюдения Солнца, выполненные на NoRH на частоте 17 ГГц. Основные этапы обработки данных следующие: синтез полных изображений Солнца в интенсивности и круговой поляризации (параметры Стокса I и V) с шагом по времени и временем усреднения 10 сек, 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 и потока на каждом FOV, 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.

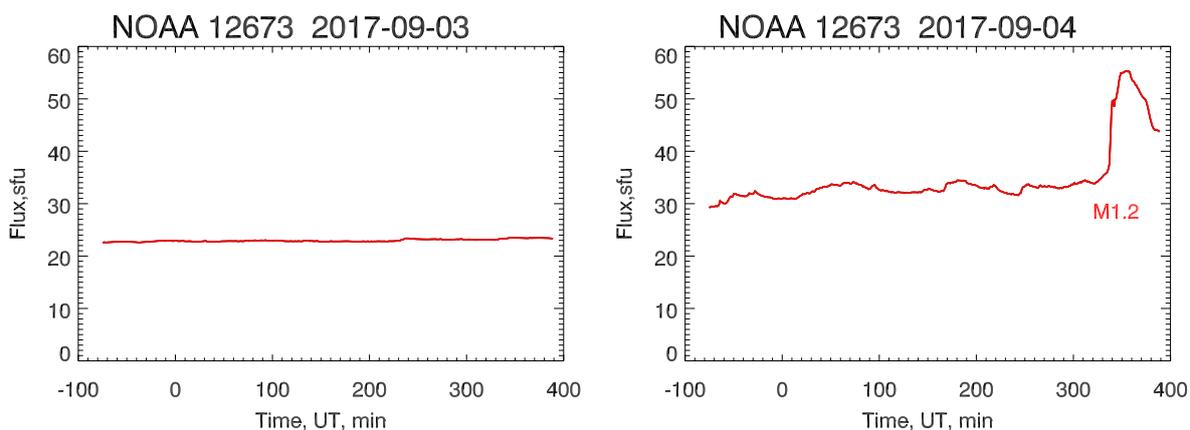


Рис. 2. Временные профили интегрального потока интенсивности (параметр Стокса I) радиоизлучения АО NOAA 12673 на волне 1.76 см по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма 3 сентября (слева) и 4 сентября (справа) 2017 г.

На рис. 2 представлены временные профили микроволнового излучения АО NOAA 12673 на волне 1.76 см за 3 и 4 сентября. Видно, что 4 сентября по сравнению с 3-м характер радиоизлучения заметно изменился, стал более нестабильным, т.е. правомерно говорить об усилении КПК. На рис.3 показан временной профиль микроволнового излучения исследуемой АО с вычтенным трендом и его вейвлет-спектр. Можно выделить колебания с периодом около 100 минут. Возможно, непосредственно перед вспышкой период колебаний уменьшается до 40 минут. Амплитуда колебаний составляет 7–8%. Поскольку здесь приведены временные профили

для интегрального потока радиоизлучения по FOV, в которую попала вся АО и участок спокойного Солнца, реальная амплитуда колебаний больше.

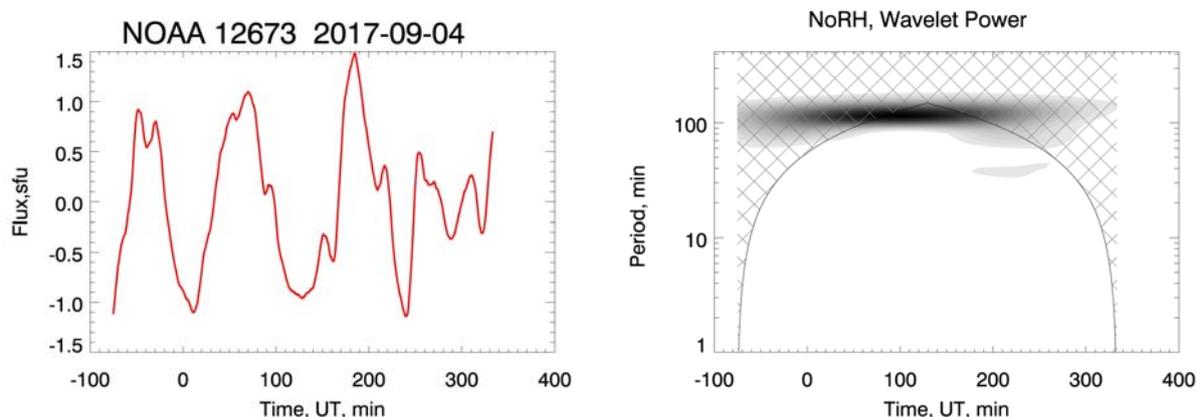


Рис. 3. Слева: временной профиль интегрального потока интенсивности (параметр Стокса I) радиоизлучения АО NOAA 12673 на волне 1.76 см по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма 4 сентября 2017 г. с вычтенным трендом. Справа: вейвлет-спектр временного профиля интегрального потока интенсивности (параметр Стокса I) радиоизлучения АО NOAA 12673 4 сентября 2017 г.

Таким образом, как минимум за 7 часов до первой вспышки M-класса, после которой началась сильная вспышечная активность в АО NOAA 12673, включая вспышки X-класса, произошло появление или усиление мощности долгопериодических колебаний микроволнового излучения. Возможная интерпретация эффекта – связь между МГД волнами, распространяющимися в магнитном поле пятна и вспышечными процессами.

Работа частично поддержана Программой 28 Президиума РАН.

Литература

1. Lites B.W., Thomas J.H., Bogdan T.J., Cally P.S. // *Astrophys. J.*, 1998, **497**, 464.
2. Bogdan T.J. // *Solar Phys.*, 2000, **192**, 373.
3. Fludra A. // *Astron. Astrophys.*, 2001, **368**, 639.
4. Bogdan T.J., Judge P.G. // *Philos. Trans. R. Soc. A*, 2006, **364**, 313.
5. Nakariakov V.M., Erdelyi R. *Space Sci. Rev.*, 2009, **149**, 1.
6. Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I. // *Nature*, 1971, **229**, 82.
7. Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И. // *Изв. ВУЗов, Радиофизика*, 1973, **16**, 747.
8. Кобрин М.М., Коршунов А.И., Снегирев С.Д., Тимофеев Б.В. // *Солнечные данные*, 1973, № 10, 79.
9. Кобрин М.М., Семенова С.В., Пахомов В.В., и др. // *Астр. циркуляр*, 1981, N1201, 1.
10. Аверьянихина Е.А., Паупере М.Э., Озолиньш Г., Эллиас М. *Исследование Солнца и красных звезд*. Рига, Зинатне, 1982, вып. 16, с. 61.
11. Авдюшин С.В. и др. // *Доклады АН СССР*, 1985, т. 283, № 1, с. 67.
12. Gelfreikh G.B., Grechnev V.V., Kosugi T., Shibasaki K. // *Solar Phys.*, 1999, **185**, 177.
13. Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu. // *Publ. Astr. Soc. Japan*, 2006, **58**, 29.
14. Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S. // *A&A*, 2009, **505**, 791.
15. Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K. // *Solar Phys.* 2011, **273**, 403.
16. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // *Physics of Atomic Nuclei*, 2018, **81**, N 3, p. 379.

ЭВОЛЮЦИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА 12673 ПО ДАННЫМ РАТАН-600 И SDO

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

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²САО РАН, Нижний Архыз, Россия

EVOLUTION OF SOLAR ACTIVE REGION 12673 BY RATAN-600 AND SDO DATA

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

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Special astrophysical observatory RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

Context: We continue our previous researches of 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 study AR NOAA 12673 on pre-flare phase in the beginning of September 2017. We focus on the behavior of microwave emission and magnetic field structure before the first M-class flare on September 4.

Methods: We studied microwave emission and magnetic-field characteristics of AR as based on RATAN-600 and SDO/HMI data. For comparison we considered a well-developed AR NOAA 12674, in which there were only a few weak flares of the C-class.

Results: As in the previously investigated cases, we registered a sharp increase of the magnetic field gradient with its decrease directly before the flare and a significant increase of microwave emission before the first M-class flare in NOAA 12673. In NOAA 12674 it was not detected significant changes in the gradient of the magnetic field and microwave radiation. The distance between regions of opposite magnetic polarity decrease initially. Then it begins to increase. On the phase of its increasing the flares occurred. The increase of microwave emission may be interpreted as a result of development of neutral line associated source.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-15-18

Работа продолжает цикл работ авторов по выявлению признаков подготовки больших вспышек по микроволновому излучению и магнитографическим характеристикам активных областей (АО) Солнца [1–3, 9]. Подробная история проблемы и обзор современной литературы по данной теме приведены в [1], обзор последних работ авторов дан в [9].

В данной работе представлены результаты анализа микроволнового излучения и магнитографических характеристик АО NOAA 12673, в которой произошли самые мощные вспышки 24-го цикла солнечной активности. Первая вспышка класса М (M1.2) произошла 4 сентября: начало 05:36 UT, максимум 05:49, окончание 06:05 (согласно SWPC PRF 2193). До этого в рассматриваемой АО вспышечная активность было низкой. Начиная с 4 сентября, в АО начинается высокая вспышечная активность. Поэтому мы сделали акцент на изучении параметров АО перед первой вспышкой класса М, т.е. 3–4 сентября. В эти дни АО располагалась вблизи центрального

меридиана, что соответствует используемым нами критериям отбора АО для исследований [1]. Для сравнения мы также проанализировали развитую АО NOAA 12674, вспышечная активность которой была низкой.

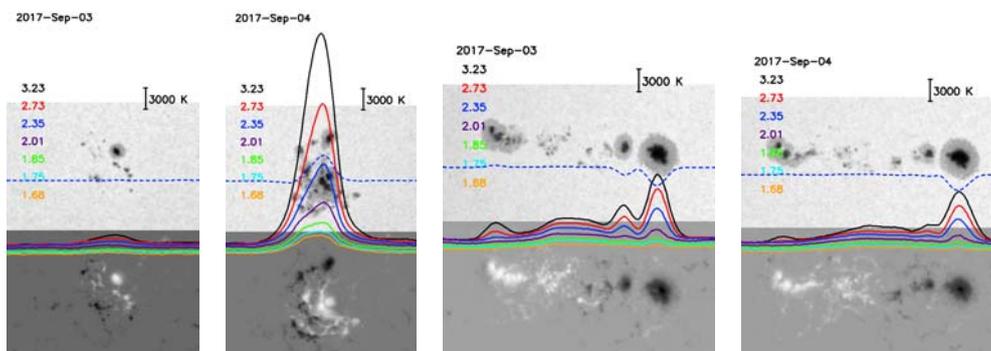


Рис. 1.

В работе были использованы многоволновые спектрально-поляризационные наблюдения Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 в диапазоне 1.8–4.0 см с использованием многооктавного спектрально-поляризационного комплекса высокого разрешения [4] с регистрацией интенсивности (параметр Стокса I) и круговой поляризации (параметр Стокса V). Диаграмма направленности радиотелескопа имеет ножевую форму, и ее размер на волне 2 см составляет 17 угл. сек. по горизонтали и 13 угл. мин. по вертикали.

На рис. 1 приведены фрагменты одномерных сканов на нескольких волнах за 3 и 4 сентября для АО NOAA 12673 и 12674 в интенсивности (сплошные линии) и на волне 2.35 см в круговой поляризации (штриховые линии). Сканы наложены на изображения АО в континууме и магнитограммы, полученные на космической обсерватории SDO/HMI. 3 и 4 сентября структура микроволнового источника АО 12674 остается неизменной, в то время как в АО 12673 как в микроволновом излучении, так и в магнитном поле происходят существенные изменения. Отметим еще, что степень поляризации микроволнового источника, связанного с головным пятном АО 12674, на волне 2.35 см составляет около 100%. Степень поляризации источника, связанного с АО 12673, на той же волне не превышает 30%. АО 12673 имела компактную структуру, и ее невозможно разделить на компоненты. Поэтому мы измеряли интегральные потоки от всей АО. На рис. 3 приведены интегральные спектры микроволновых источников, связанных с обеими АО.

Магнитографический анализ выполнялся по данным SDO/HMI по методике, описанной в [8]. Вычислялись потоки магнитного поля, локальные горизонтальные градиента магнитного поля в различных частях АО, расстояние между областями максимальных магнитных полей противоположных полярностей, суммарный градиент и положение максимального градиента. Основное отличие данной методики от многих других заключается в том, что метод основан на анализе не только магнитограмм, но и изобра-

жений в континууме, на которых на первом этапе выделяются контуры пятен, накладываемые потом на магнитограммы, что позволяет исключить из рассмотрения слабые поля.

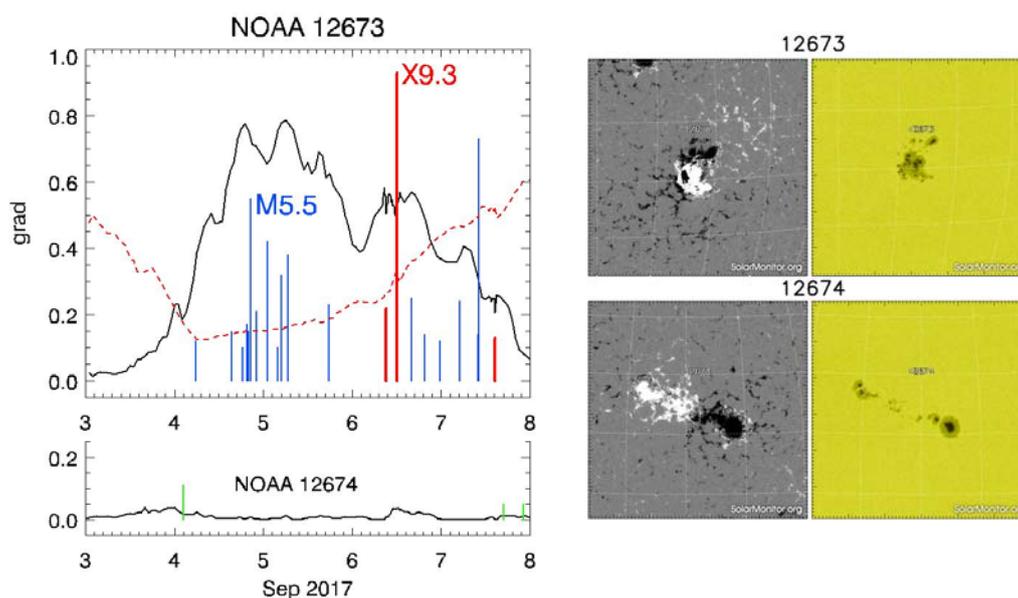


Рис. 2.

На рис. 2 (слева) приведены результаты магнитографического анализа. Черными сплошными линиями показаны максимальные градиенты магнитного поля для обеих АО, красной штриховой линией показано расстояние между областями максимальных магнитных полей противоположных полярностей для АО 12673. Вертикальными линиями отмечены моменты вспышек: синими тонкими линиями – вспышки класса М, красными более толстыми линиями – вспышки класса Х, зелеными линиями – вспышки класса С в АО 12674. Вертикальный размер линий пропорционален баллу вспышек. Справа приведены изображения обеих АО в континууме (4 сентября, 18:46 UT) и магнитограммы (5 сентября, 00:46 UT).

Подытожим основные наблюдательные факты: в АО NOAA 12673 примерно за день до первой вспышки класса М наблюдается резкий рост градиента магнитного поля с последующими его локальными падениями перед вспышками; расстояние между областями максимальных магнитных полей противоположных полярностей сначала уменьшается, а затем начинает увеличиваться одновременно с возрастанием вспышечной активности; одновременно с этим происходит увеличение примерно на порядок интенсивности микроволнового излучения АО; интегральный спектр микроволнового излучения становится более крутым; степень поляризации на волне 3 см 4 сентября уменьшается по сравнению с 3 сентября. В АО NOAA 12674, в которой не было заметной вспышечной активности, градиент магнитного поля и микроволновое излучение не испытывают существенных изменений.

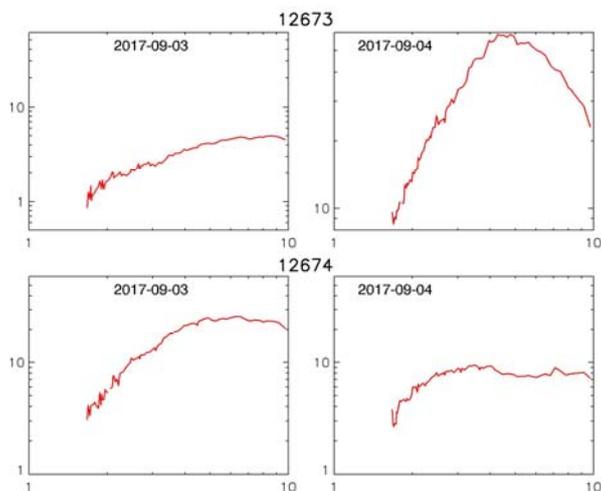


Рис. 3.

Обнаруженные наблюдательные факты находятся в хорошем соответствии с ранее выявленными фактами по результатам исследования событий 2011–2015 гг. [9]. Аналогичный характер изменения расстояния между областями максимальных магнитных полей противоположных полярностей обнаружен и другими авторами [5] и может быть объяснен моделью магнитного жгута, зажатого между двумя сближающимися магнитными центрами (пятнами), согласно которой сначала сближение пятен обеспечивает накопление свободной магнитной энергии в жгуте, а затем, при расхождении пятен, в нем начинается вспышечное энерговыделение [6, 7]. Выявленные свойства микроволнового излучения (резкое возрастание интенсивности, увеличение наклона спектра, уменьшение степени поляризации на 3 см) позволяют предположить, что 4 сентября в АО развился NLS-источник [1], который может рассматриваться как предвестник больших вспышек.

Работа частично поддержана Программой 28 Президиума РАН.
А.Т. благодарит РФФИ за поддержку в рамках проекта 15-12-20001.

Литература

1. Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A. // Solar. Phys., 2015, **290**, 53.
2. Abramov-Maximov V.E., Borovik V.N., Opeikina L.V., Tlatov A.G. // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, **55**, № 8, 1097.
3. Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A., Yasnov L. // Geomagnetism and Aeronomy, 2017, **57**, No. 8, 978.
4. Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А. // Астрофиз. бюллетень, 2011, **66**, № 2, с. 223.
5. Korsos M.B. et al. // Journal of Astrophysics and Astronomy, 2015, 36, Issue 1, 111.
6. Solov'ev A.A., Murawski K. // Astrophysics and Space Science, 2014, **350**, No.1, 11.
7. Соловьев А.А., Куричек Е.А. // Письма в АЖ, 2015, **41**, № 5, 234.
8. Tlatov A.G., Vasil'eva V.V., Makarova V.V., Otkidychev P.A. // Solar Phys. 2014, **289**, 1403.
9. Tlatov A.G., Abramov-Maximov V.E., Borovik V.N., Opeikina L.V. // Geomagnetism and Aeronomy, 2018, **58**, No. 8, 1087.

ВОЗМУЩЕНИЯ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ И ПОВЕДЕНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ МАГНИТОСФЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

**Абунин А.А.^{1,2}, Абунина М.А.¹, Белов А.В.¹, Гайдаш С.П.¹,
Ерошенко Е.А.¹, Крякунова О.Н.³, Николаевский Н.Ф.³,
Прямушкина И.И.⁴, Янке В.Г.¹**

¹*ИЗМИРАН, г. Москва, Россия*

²*КалмГУ, г. Элиста, Россия*

³*ДТОО Институт ионосферы, г. Алматы, Казахстан*

⁴*ГАПОУ БНК, г. Бугуруслан, Россия*

DISTURBANCES OF THE INTERPLANETARY ENVIRONMENT AND THE BEHAVIOR OF HIGH-ENERGY MAGNETOSPHERIC ELECTRONS

**Abunin A.A.^{1,2}, Abunina M.A.¹, Belov A.V.¹, Gaidash S.P.¹,
Eroshenko E.A.¹, Kryakunova O.N.³, Nikolayevskiy N.F.³,
Pryamushkina I.I.⁴, Yanke V.G.¹**

¹*IZMIRAN, Moscow, Russia*

²*KalmSU, Elista, Russia*

³*DTOO Institute of the ionosphere, Almaty, Kazakhstan*

⁴*GAPOY BNK, Buguruslan. Russia*

In this paper, we study the behavior of high-energy magnetospheric electrons ($E > 2$ MeV) during interplanetary disturbances caused by coronal mass ejections and high speed streams from coronal holes. More than thirty years of observations of such electrons are analyzed (1986–2017). It is shown that coronal mass ejections and high speed streams from coronal holes have different impact on the behavior of high-energy magnetospheric electrons. In creating electronic increases, high-speed streams from coronal holes are more effective than coronal mass ejections.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-19-22

Одной из наиболее актуальных задач солнечно-земной физики является заблаговременное прогнозирование поведения потока высокоэнергичных электронов с энергиями более 2 МэВ в околоземном пространстве [1, 2]. Прежде всего, это связано с тем, что эти релятивистские частицы могут вызвать сбои в работе космических аппаратов вплоть до их полной потери [3–5, 9]. Особенно это касается аппаратов, которые расположены на геостационарных орбитах. Тем не менее, несмотря на множество проведенных исследований в этой области, на данный момент нет четкого понимания, каким образом происходит генерация этих частиц в околоземном пространстве во время межпланетных возмущений (см., напр., [10]), но на практике определены условные пороги, при превышении которых начинают наблюдаться неполадки в работе космических аппаратов. Большинство

таких неполадок наблюдается, когда суточный флюенс релятивистских электронов с энергиями более 2 МэВ превышает значение 10^9 частиц \cdot см $^{-2}$ \cdot ср $^{-1}$ \cdot сут $^{-1}$. Но не все межпланетные возмущения сопровождаются сильным возрастанием потока этих высокоэнергичных частиц. В данной работе представлен сравнительный анализ того, как различные типы возмущений влияют на поведение потока электронов с энергиями более 2 МэВ на геостационарных орбитах.

Существует два основных типа возмущений межпланетной среды: спорадические и рекуррентные. К первым относятся корональные выбросы солнечной плазмы, которые при распространении от Солнца трансформируются в межпланетные возмущения ICMEs; ко вторым – вращающиеся вместе с Солнцем высокоскоростные потоки плазмы из корональных дыр [6, 7]. В данном исследовании информация о межпланетных возмущениях бралась из базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений <http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html> [8]. Следует подчеркнуть, что отбирались только одиночные и однозначно отождествленные со своим солнечным источником события. Одним из условий отбора являлось то, что за 72 часа до и после события не должно было быть зарегистрировано других значительных возмущений. Таким образом было выделено 247 событий, которые были поделены на три группы: AR – возмущения от выбросов из активных областей (24 события); CH – возмущения, связанные с корональными дырами (174 события); nonAR – возмущения от выбросов вне активных областей, так называемые волокна (49 событий). Информация о потоке релятивистских электронов с энергиями более 2 МэВ на геостационарных орбитах была взята со спутника GOES, а о солнечном ветре – из базы данных OMNI.

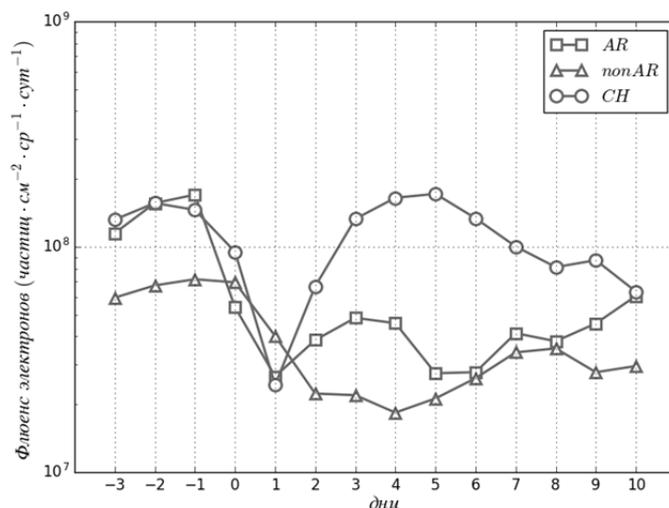


Рис. 1. Усредненные значения суточного флюенса электронов для событий из группы AR (□), nonAR (Δ) и CH (○).

На рис. 1 представлены усредненные значения суточного флюенса электронов для выделенных групп. Из рисунка видно, что возмущения, вы-

званные высокоскоростными потоками из корональных дыр (\odot), сопровождаются более высокими значениями потока электронов. В момент прихода возмущения (нулевой и первый день) наблюдается резкий спад, затем резкое возрастание и далее, в течение нескольких дней, медленная релаксация к нормальным значениям потока электронов. В случае событий группы *AR* наблюдается также резкий спад в момент прихода возмущения, но далее наблюдается плавное возрастание потока частиц. Волоконные же события (группа *nonAR*) слабо влияют на поток электронов. Из рисунка видно, что максимальные значения суточного флюенса электронов в возмущении во всех трех группах существенно различаются. Высокие значения флюенса рассматриваемых высокоэнергичных частиц типичны для возмущений, вызванных влиянием от корональных дыр и не типичны для возмущений от волоконных выбросов. Более того, если выделить только те возмущения, в которых суточный флюенс электронов превышал значение 10^9 частиц·см⁻²·ср⁻¹·сут⁻¹, то окажется, что из 18 событий по одному событию будут принадлежать группам *AR* и *nonAR*, а остальные группе *CH* (см. Таблицу 1).

Таблица 1. Количество событий в выделенных группах с максимальным значение суточного флюенса электронов в событии более $>10^7$, $>10^8$, $>10^9$ частиц/см⁻²ср⁻¹сут⁻¹

	Максимальное значение суточного флюенса электронов в событии (частиц·см ⁻² ·ср ⁻¹ ·сут ⁻¹)		
	$>10^7$	$>10^8$	$>10^9$
Группа <i>AR</i>	22	9	1
Группа <i>CH</i>	151	110	16
Группа <i>nonAR</i>	35	17	1

Рис. 2 более наглядно демонстрирует разницу поведения потока высокоэнергичных электронов при различных типах возмущений межпланетной среды. На левой панели показано возмущение, вызванное высокоскоростным потоком из корональной дыры. Видно, что в момент прихода возмущения наблюдается резкий спад потока электронов, а далее резкое возрастание потока электронов до уровня более 10^4 *pfu*. Далее наблюдается медленный спад потока. На правой панели показано событие, в котором возмущение было вызвано корональным выбросом плазмы. В данном случае наблюдается уменьшение потока релятивистских частиц и затем восстановление до нормального уровня. Из данного рисунка хорошо видно, что при практически одинаковых параметрах возмущений (скорости солнечного ветра и уровня геомагнитной активности) поведение потока релятивистских электронов существенно отличается.

Таким образом, на основе представленного выше анализа можно сделать вывод, что возмущения межпланетной среды, вызванные высокоскоростными потоками из корональных дыр, более эффективны в создании больших значений потока высокоэнергичных электронов с энергиями более

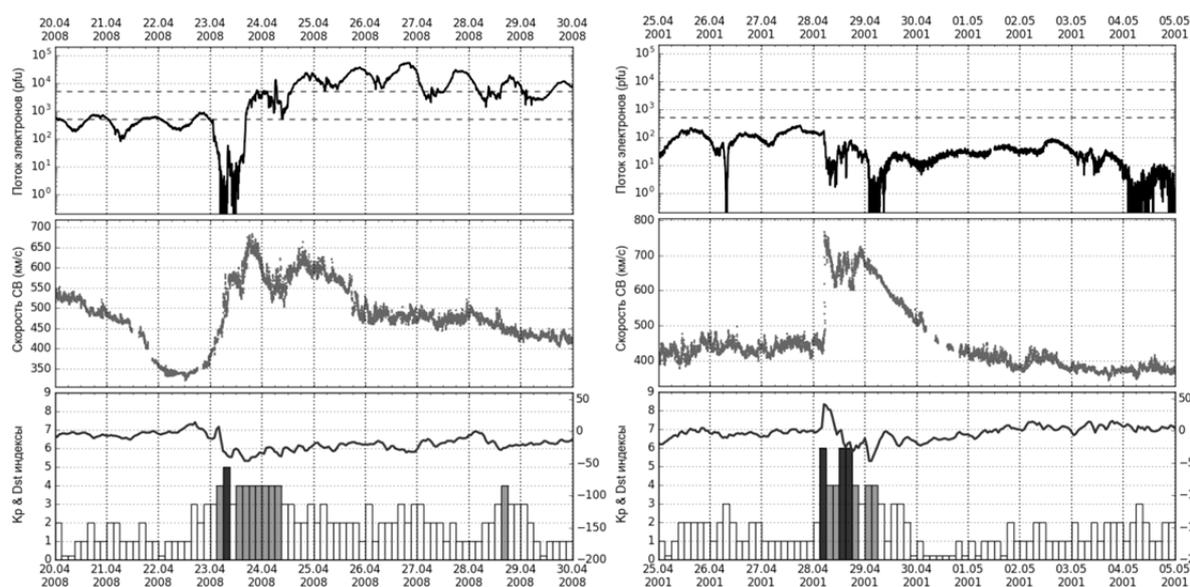


Рис. 2. Поведение потока высокоэнергичных электронов с энергиями более 2 МэВ на геостационарных орбитах во время межпланетных возмущений, вызванных высокоскоростным потоком из корональной дыры (левая панель) и корональным выбросом солнечной плазмы (правая панель).

2 МэВ на геостационарных орбитах, чем возмущения от выбросов из активных областей и вне их. Это позволяет строить достаточно надежные модели для краткосрочного и среднесрочного прогнозирования поведения электронов, используя в её основе информацию о рекуррентных источниках возмущения межпланетной среды. Подобная методика была разработана сотрудниками ИЗМИРАН, успешно апробирована и внедрена в работу Центра прогнозов космической погоды ИЗМИРАН.

Благодарности. Работа выполнена с использованием оборудования УНУ «Сеть СКЛ». Работа частично поддержана в рамках грантов РФФИ №17-02-00508 и РНФ №15-12-20001. Мы также признательны всему коллективу, обеспечивающему работоспособность космических аппаратов серии GOES и всем сотрудникам сети станций космических лучей <http://cr0.izmiran.ru/ThankYou>.

Литература

1. Белов А.В. и др., 2017, Изв. РАН: Сер. физ., 81, №2, С. 244–247.
2. Gaidash S.P. et al., 2017, G&A., 57, №7, P. 869–876.
3. Wrenn G.L. et al., 2002, Ann. Geophys., 20, P. 953–956
4. Wrenn G.L., 2009, J. Atm. Sol.-Ter. Phys., 71, P. 1210–1218.
5. Белов А.В. и др., 2004, ГиА, 44, № 4, С. 502–510.
6. Абуниин А.А. и др., 2012, ГиА, 52, №3, С. 313–320.
7. Белов А.В. и т.д., 2001, Изв. РАН: Сер. физ., 65, №3, С. 373–376.
8. Belov A. et al., 2017, VarSITI Newsletter, V.14, P. 8–10.
9. Webb D.F. et al., 2004, Space Weather, V. 2, I. 3, CiteID S03008.
10. Thorne R.M., 2010, Geophys. Res. Lett., V. 37, I. 22, CiteID L22107.

ВОЗМОЖНОСТИ БАЗЫ ДАННЫХ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ФОРБУШ-ЭФФЕКТОВ И МЕЖПЛАНЕТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

**Абунин А.А.^{1,2}, Абунина М.А.¹, Белов А.В.¹, Гайдаш С.П.¹,
Ерошенко Е.А.¹, Прямушкина И.И.³, Янке В.Г.¹**

¹ИЗМИРАН, г. Москва, Россия

²КалмГУ, г. Элиста, Россия

³ГАПОУ БНК, г. Бугуруслан, Россия

DATABASE CAPABILITIES FOR STUDYING FORBUSH EFFECTS AND INTERPLANETARY DISTURBANCES

**Abunin A.A.^{1,2}, Abunina M.A.¹, Belov A.V.¹, Gaidash S.P.¹,
Eroshenko E.A.¹, Pryamushkina I.I.³, Yanke V.G.¹**

¹IZMIRAN, Moscow, Russia

²KalmSU, Elista, Russia

³GAPOY BNK, Buguruslan, Russia

For a comprehensive study of Forbush effects and their relationship to solar, interplanetary and geomagnetic disturbances, IZMIRAN researchers created (and continuously replenishes) a unique database of transient phenomena in cosmic rays and the interplanetary environment. Here the density and anisotropy of cosmic ray variations are combined with solar, interplanetary and geomagnetic parameters. The database includes a large number of different characteristics for ~7500 events, covering more than half a century of observations (1957–2017). In the work presented, some of the features of this tool are demonstrated.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-23-26

Одной из актуальных фундаментальных и прикладных задач солнечно-земной физики является заблаговременное прогнозирование параметров космической погоды (КП) и оценка ее влияния на различные природные, технологические и биологические системы, находящиеся как на Земле или в околоземном пространстве, так и в любой точке солнечной системы [1]. Само состояние КП определяется, прежде всего, солнечной активностью. Именно Солнце отвечает за создание рекуррентных и спорадических возмущений межпланетной среды. Воздействию от таких возмущений наиболее подвержены объекты, находящиеся в околоземном космическом пространстве – там, где практически отсутствует (или отсутствует вовсе) атмосфера и ослаблено геомагнитное поле. Во время таких возмущений на космических объектах может наблюдаться ряд проблем, например: выход из строя радиоэлектронной аппаратуры КА из-за накопления поверхностного и объемного заряда; одиночные сбои в радиоэлектронике КА из-за поражения высокоэнергичными частицами солнечного и галактического происхождения [2]; нарушения в работе оптических, магнитных и других датчиков, вызывающие отказ в выполнении заданных функций; ухудшение

и потеря связи (на любых частотах); существенное увеличение погрешности систем GPS и ГЛОНАСС; изменение баллистических характеристик орбит из-за нагрева верхней атмосферы и повышения ее плотности и, как следствие, потеря высоты и нарушение ориентации, непредсказуемое сближение и возможность столкновения с другими КО и элементами космического мусора, возможность несанкционированного неуправляемого схода с орбиты; радиационное воздействие на космонавтов и т.д.

Более того, помимо космического сегмента, КП влияет и на объекты земного базирования, например: ухудшение и потеря связи между наземными пунктами и управляемыми аппаратами космического комплекса [3]; поражение объектов наземной инфраструктуры при падении на Землю элементов космического мусора; появление наведенных токов в протяженных проводниках, способных стать причиной аварий в электросетях, подводных кабелях, трубопроводах и в системах автоматики железных дорог [4]; радиационное воздействие на экипажи и пассажиров авиарейсов; сбои в системах связи и аппаратуры авионики и т.д.

Следует особо подчеркнуть, что тенденции усиления зависимости жизнедеятельности человека от современных космических технологий, а также миниатюризация компьютерной техники ведут только к росту рисков от воздействия космической погоды. Таким образом, очевидно, что влияние КП на нашу повседневную жизнь нельзя недооценивать. Это воздействие необходимо уметь качественно прогнозировать, а затем учитывать, используя ранее полученный опыт.

По большому счету, прогнозирование состояния КП сводится к прогнозированию солнечной и геомагнитной активности, а также потоков различных частиц (галактических и солнечных космических лучей (КЛ), релятивистских электронов магнитосферного происхождения и т.д.). Модель прогнозирования того или иного параметра можно построить, используя разные подходы. Например, можно получить результат теоретически, путем решения сложных систем уравнений, описывающих солнечную активность, перенос и трансформацию соответствующего возмущения в межпланетном пространстве. Но такой путь является очень трудным и, зачастую, из-за сложности общей картины взаимодействий невыполнимым даже в самых простых случаях.

Другим, более простым путем является получение взаимосвязей между различными параметрами, характеризующими космическую погоду на основе статистического, сравнительного или регрессионного анализа. Примеры как раз таких исследований, на основе анализа большого количества событий, будут рассматриваться далее.

Данные и методы

Для всестороннего изучения солнечных, межпланетных и геомагнитных возмущений сотрудниками ИЗМИРАН была создана и непрерывно

пополняется уникальная база данных транзиентных явлений в КЛ и межпланетной среде (*FEID*) [5–8]. В ней вариации плотности и анизотропии ГКЛ объединены с солнечными, межпланетными и геомагнитными параметрами. Именно ГКЛ взяты за основу данного инструмента. Поток этих ультраэнергичных частиц, пронизывая межпланетное пространство, модулируется, интегрируя информацию о магнитных неоднородностях и местах, через которых пролетают. В базе данных КЛ представлены результатами глобальной съемки по данным всей мировой сети нейтронных мониторов для жесткости 10 ГВ. Информация по солнечному ветру взята из базы данных *OMNI*, а данные по геомагнитной активности из *WDC Kyoto* и *GFZ Potsdam*.

На текущий момент *FEID* включает в себя около 7500 событий, охватывающих более чем полувековой период наблюдений (1957–2017 гг.), каждое из которых описывается более сотней параметров. Можно с уверенностью сказать, что это самая большая и полная база данных межпланетных возмущений в мире. На основе этой базы данных был разработан и выложен в сеть Интернет каталог с аналогичной информацией (<http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html>).

Примеры использования информации из *FEID*

FEID не только содержит в себе информацию о межпланетных возмущениях, но и является удобным инструментом для ее обработки, позволяя выполнять различного рода анализ этих данных (статистический, сравнительный, регрессионный и т.д.). В научной среде можно найти множество публикаций и диссертаций, которые опираются на информацию о межпланетных возмущениях, взятую именно из этой базы данных. Далее приведены несколько примеров использования *FEID*.

В работе [8] анализировались события с внезапным и постепенным началами (всего 3455 событий). В ходе анализа было выявлено, что группа событий с внезапным началом отличается от группы с постепенным началом не только количественно, но и качественно. Полученные результаты говорят в пользу того, что в выделенных группах преобладают разные механизмы модуляции космических лучей. А точнее, события в первой группе в большей мере обусловлены выбросами солнечного вещества, в то время как значительная часть событий второй группы – высокоскоростными потоками плазмы из корональных дыр.

В работе [9] изучалась связь параметров возмущений с гелиодолготой солнечного источника. Было проанализировано 334 события из базы данных *FEID*, уверенно отождествленных с соответствующим солнечным источником. Все события были поделены на пять секторов. В ходе анализа было показано, что эффективность создания ФЭ и ГМБ у источников с различной гелиодолготой различна. Кроме того, было установлено, что, в зависимости от гелиодолготы источника возмущения межпланетной сре-

ды, поведение анизотропии ГКЛ существенно отличается. Таким образом, имея информацию только о КЛ и умея её правильно интерпретировать, можно судить о состоянии межпланетной среды.

Заключение

Анализ большого количества событий позволяет получать статистические зависимости между различными параметрами, характеризующими состояние космической погоды. Это, в свою очередь, позволяет с определенной долей вероятности оценивать влияние космической погоды на объекты космического и наземного базирования. Созданная сотрудниками ИЗМИРАН база за данных транзиентных явлений в космических лучах и межпланетной среде не является единственной разработкой данной группы ученых. Существует еще ряд баз данных, которые охватывают большой временной интервал и содержат множество параметров: геомагнитных возмущений (1868–2018), солнечной активности (1975–2018), вариаций космических лучей (1957–2018), корональных выбросов масс (1996–2018), корональных дыр и т.д.

Используя представленные базы данных, получены статистические закономерности, которые входят в основу разработанных моделей для реализации краткосрочных, среднесрочных и долгосрочных прогнозов по каждому из направлений космической погоды. Непрерывное пополнение свежей информацией и своевременный перерасчет зависимостей между параметрами позволяет всегда держать базы и модели в актуальном состоянии. А сам результат такого анализа используется в ежедневной работе Центра прогнозов космической погоды ИЗМИРАН для обеспечения своих потребителей необходимой информацией уже 20 лет, начиная с 1998 года.

***Благодарности.** Работа выполнена с использованием оборудования УНУ «Сеть СКЛ». Работа частично поддержана в рамках грантов РФФИ №17-02-00508 и РФФ №15-12-20001. Мы также признательны всем сотрудникам сети станций КЛ <http://cr0.izmiran.ru/ThankYou>.*

Литература

1. Gaidash S.P. et al. // G&A, 2017, 57, №7, P. 869-876.
2. Белов А.В. и др. // ГиА, 2004, 44, №4, С. 502-510.
3. Eroshenko E. et al. // Adv. Space Res., 2010, 46, №9, P. 1102-1110.
4. Belov A.V. et al. / Proc. 25th ICRC, 1997, 1. P. 437-440.
5. Belov A.V. et al. / Proc. 26th ICRC, 1999, 6, P. 472-475.
6. Абунин А.А., 2014, Диссертация, 155 с.
7. Belov A. et al. // VarSITI Newsletter, 2017, 14, P. 8-10.
8. Абунин А.А. и др. // ГиА, 2012, 52, № 3, С. 313-320.
9. Абунина М.А. и др. // ГиА, 53, 2013, № 1, С. 13-22.

ВАРИАЦИИ СКОРОСТИ ВРАЩЕНИЯ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ 2015–2017 гг.

Андреева О.А., Малащук В.М.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия
olga@craocrimea.ru

VARIATIONS IN THE ROTATION RATE OF THE CORONAL HOLE 2015–2017

Andreeva O.A., Malaschuk V.M.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia
olga@craocrimea.ru

The variations in the rotation rate of the coronal hole (CH) in the process of its evolution are investigated. The work is based on the analysis of images of the total disk of the Sun obtained by SDO / AIA in the line Fe XII 193Å in 2015–2017. It was determined that the rotation rate of the CH at the latitude of 40° is close to the standard speed at the initial stage and at the stage of maximum development of the CH; less in the final phase of the development of the CH. The average rotation rate of the CH, in the maximum phase of its development, is greater than the rotation rate of the solar disk.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-27-31

Введение

Скорость солнечного вращения измеряется по наблюдениям углового перемещения относительно медленно изменяющихся деталей в солнечной атмосфере – таких, например, как пятна, факелы, флоккулы, темные волокна, хромосферная сетка, яркие точки, корональные дыры, а также корреляции магнитограмм и т.д. (так называемый метод трассеров), или при помощи спектроскопических наблюдений. Каждый из методов дает несколько иную широтную зависимость, хотя большинство трассеров показывают одну и ту же скорость вращения на экваторе.

В целом, можно считать твердо установленным, что угловая скорость вращения в среднем уменьшается с широтой и глубиной; при этом она получается несколько различной при определении по различным образованиям солнечной активности.

Многочисленные исследования показали, что дифференциальное вращение в короне менее выражено, чем на фотосфере. Уже довольно давно было обнаружено, что в корональных крупномасштабных образованиях иногда наблюдается почти твердотельное вращение. Для объяснения ряда наблюдательных особенностей вращения короны некоторые авторы предположили возможное сосуществование твердотельного и дифференциального вращений в солнечной атмосфере.

В настоящее время разнообразные законы вращения для различных образований в солнечной атмосфере рассматриваются как, в общем, правдоподобное отражение скоростей вращения на определенных глубинах Солнца, где укоренены различные локальные, крупномасштабные и глобальные поля, управляющие отдельными образованиями. Естественно, что единственным объяснением существования двух мод вращения может быть различие глубин укоренения соответствующих образований. Постепенное уменьшение скорости вращения с глубиной вполне согласуется с недавними результатами гелиосейсмологии.

Дифференциальность вращения КД изменяется с циклом активности. Во время максимума активности вращение КД носит ярко выраженный дифференциальный характер, и период вращения КД на высоких широтах достигает 29.5 дней. С уменьшением активности уменьшается дифференциальность вращения КД, и за 1–2 года до наступления минимума наблюдается почти жесткое вращение КД, как и жесткое вращение короны в целом в это время. Полученные результаты показывают, что характеристики дифференциального вращения КД определяются вращением короны, которая, в среднем, вращается более жестко, чем фотосфера.

Настоящая работа продолжает серию работ [1–3], посвященных исследованию эволюции и влиянию на околоземное пространство долгоживущей гигантской КД (ГКД) 2015–2017 гг. Ранее нами были получены результаты анализа изменений таких эволюционных характеристик ГКД как площадь, интенсивность, напряженность МП и магнитный поток. Целью этой работы было исследование вариаций скорости вращения ГКД.

Данные и методы исследования

Работа основана на анализе изображений полного диска Солнца, полученных SDO/AIA в линии Fe XII 193Å. Время существования ГКД 24 керрингтоновских оборота (CR) июнь 2015 – март 2017г. Нами рассматривались 3 этапа эволюции КД (CR 2165-2168, 2172-2179 и 2181-2185). В этом исследовании мы решали две задачи:

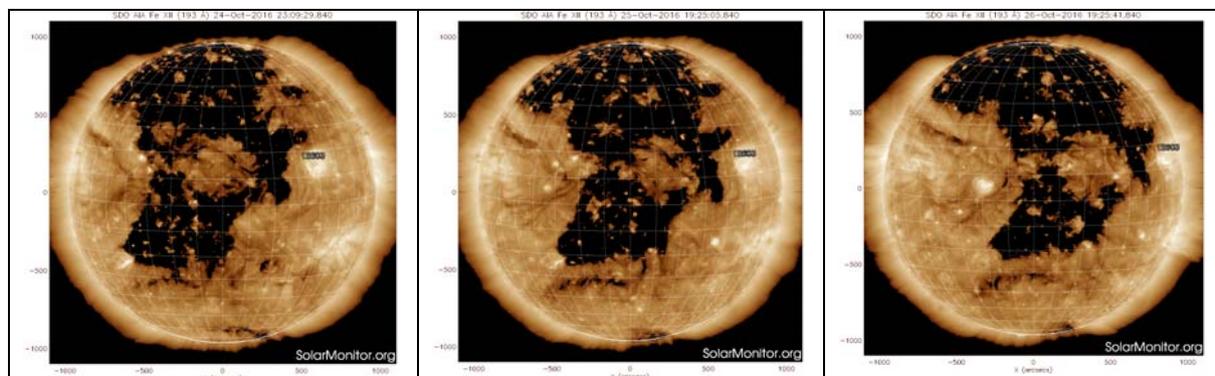


Рис. 1.

- Анализ смещения центра ГКД на широте 40° в течение трех последовательных дней для каждого оборота.

- Анализ изменения долготы центра КД ($L_{0_КД}$) со временем и сравнение с долготой диска Солнца (L_0). Данные за три дня в обороте для обоих типов данных.

На рис. 1 ГКД на диске Солнца в обороте CR2183 за три дня наблюдений: 24, 25 и 26 октября 2016 г. 25 октября центр ГКД был ближе всего расположен к центральному меридиану.

Смещение центра ГКД в заданных временных интервалах

Для решения первой задачи были определены:

- ✓ Гелиографические координаты центра диска (L_0) для рассматриваемых моментов времени.
 - ✓ Гелиографические координаты центра КД ($L_{0_КД}$) на широте $\varphi = 40^\circ$
 - $l_{E_КД}$ и $l_{W_КД}$ – значения долготы для восточной (E) и западной (W) границ КД для каждого из трех дней в обороте;
 - разность $l_W - l_E$ для тех же дней – размер КД в градусах на заданной широте для определения центра КД ($L_{c_КД}$);
 - изменение $\Delta L_{c_КД}$ за сутки;
 - средняя $L_{0_ср}$ для трех дней наблюдений КД вблизи L_0 ;
- для трех дней наблюдений в каждом обороте $L_{0_КД}$ центра КД;

Нами получены средние значения смещения центра ГКД для трех моментов ее развития

- ✓ I этап: обороты 2165–2168 $\Delta l_{c_КД}$ 10,5–14,75°/сутки, среднее – 12,3°/сутки;
- ✓ II этап: обороты 2172–2179 $\Delta l_{c_КД}$ 11,7–14,7°/сутки, среднее – 12,4°/сутки;
- ✓ III этап: обороты 2181–2185 $\Delta l_{c_КД}$ 10,5–13°/сутки, среднее – 11,7°/сутки.

Результаты

Скорость вращения ГКД на широте 40° близка к стандартной скорости в начальной стадии и в стадии максимального развития КД; меньше – в конечной фазе развития КД.

Стандартная скорость вращения диска Солнца в короне на широте $40^\circ \sim 12^\circ$ /сутки [4]. По более новым данным 2006 года [5] $12,6^\circ$ /сутки.

Изменение долготы центра КД со временем и сравнение с долготой диска Солнца

Мы представили средние значения долготы центрального меридиана диска Солнца (L_0) и средние значения долготы центра КД ($L_{0_КД}$) за 3 суток для каждого из оборотов в виде полиномов 2-ой степени. Нами полу-

чено: в максимальной стадии развития КД $L_{0_КД} = 261^{\circ},5$ $L_0 = 256^{\circ},5$, при этом $\Delta L = 5^{\circ}$ (рис. 2).

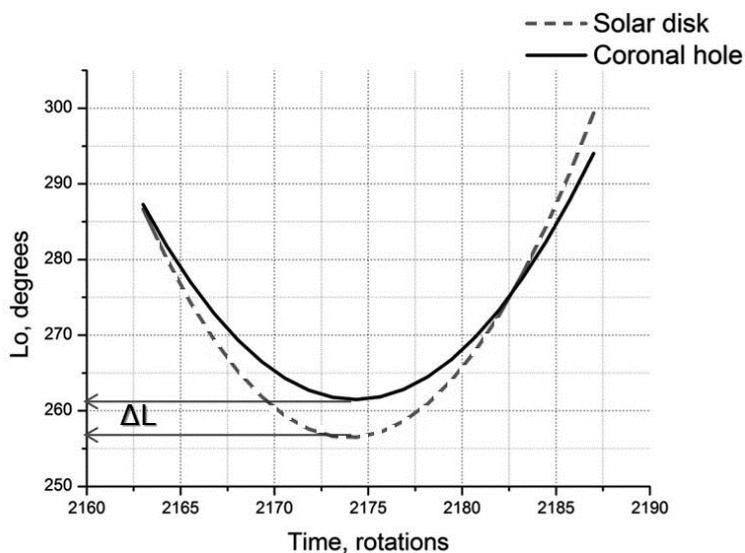


Рис. 2.

Результаты

Скорость вращения КД, в максимальной фазе ее развития, больше скорости вращения диска Солнца. Это свидетельствует о том, что источник образования КД и источник фонового поля находятся на разных глубинах.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 17-42-92017.

Литература

1. Андреева О.А., Малащук В.М., Ахтемов З.С., Жигалкин Р.К. // Изв. Крымск. Астрофиз. обс., 2018, Т. 114, № 1, С. 129-134.
2. Andreeva, O.A., Akhtemov, Z.S., Malashchuk, V.M., Zhigalkin, R.K. // Geomagnetism and Aeronomy., 2018, Vol. 58, No. 8, pp. 916–924. (in print)
3. Ахтемов З.С., Перебейнос В.А., Штерцер Н.И. // Изв. Крымской Астрофиз. обс., 2018, Т. 114, № 1, 123–128
4. Аллен, К.У. Астрофизические величины / Справочник. Перевод с англ. Х.Ф. Халиуллина; Под ред. Д.Я. Мартынова. – Перераб. и доп. изд. – М.: Мир, 1977. – 446 с.
5. Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Сикора Ю. // Астрономический журнал, 2006, том 83, № 4, с. 352–367.

ИЗМЕНЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНЫХ ГРАНИЦ ГИГАНТСКОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ

Андреева О.А., Малащук В.М.

*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия
olga@craocrimea.ru*

THE CHANGING IN THE VERTICAL BOUNDARIES OF A GIANT CORONAL HOLE

Andreeva O.A., Malaschuk V.M.

*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia
olga@craocrimea.ru*

We analyzed the vertical boundaries of a long-lived coronal hole and their variation in the solar atmosphere with time. The investigations are based on ground and space observations. Analyze of the boundaries of CH on the different heights showed next: the boundaries of the GCH, determined from the observations, are very close both in the E-W direction in the N-S direction. The boundaries of the GCH, determined from the magnetic field lines for the photosphere, are in good agreement at the moments of the beginning and end of the existence of the GCH with the observed boundaries, and differ in the maximum development of the GCH. The maximum expansion of the coronal hole is from the photosphere to the chromosphere. Approximately at height of $1.0045R_{\odot}$ and beyond there is a radial expansion.

The results obtained are important in the development of methods for predicting the solar wind.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-31-34

Введение

Корональные дыры (КД) – это крупномасштабные области солнечной атмосферы с пониженной плотностью вещества и температуры. КД регистрируются как участки короны с пониженной эмиссией в мягком рентгене и одновременно, проявляются в различных линиях излучения из других слоев солнечной атмосферы (например, как места с более низкой эмиссией в линиях крайнего ультрафиолета и как более яркие участки в инфракрасном излучении в линии HeI 10830Å). Наш интерес к корональным дырам связан с обнаружением границ на трех уровнях солнечной атмосферы. Решение вопроса о структуре КД существенно для понимания природы КД и условий возникновения высокоскоростных потоков солнечного ветра. Одной из характеристик структуры КД является изменение её вертикальных границ с высотой. Знание этих величин позволяет судить о характере расходимости силовых линий магнитного поля в КД.

Настоящая работа является продолжением серии работ [1–3], посвященных исследованию эволюции и влиянию на околоземное пространство долгоживущей гигантской КД (ГКД) 2015–2017 гг. Авторы получили ре-

зультаты анализа изменений таких эволюционных характеристик ГКД как площадь, интенсивность, напряженность МП и магнитный поток. Целью этой работы было исследование вертикальные границы ГКД, их изменение с высотой и временем.

Данные и методы исследования

Как и в предыдущих работах этой серии, были использованы наземные и космические наблюдения. Мы анализировали данные наблюдений в линии He I 1083 нм полученные нами на Башенном Солнечном телескопе БСТ-2 (КрАО РАН), наблюдения космического аппарата SDO (AIA канал 19,3 нм и HMI канал 617,3 нм) за 13 кэррингтоновских оборотов (CR). В этой работе рассматривались 3 этапа эволюции КД (CR2165-2168 – начальная фаза, CR2177-2184 – фаза максимального развития ГКД и CR2187-2188 – завершающая). Для наших исследований мы брали по одному изображению ГКД для каждого из 13-ти CR, когда ГКД находилась вблизи центрального меридиана.

В процессе исследования мы использовали следующее программное обеспечение:

Пакет программ наблюдений и обработки данных наблюдений на телескопе БСТ-2 НИИ КрАО РАН – для предварительной обработки изображений в линии He I 10830Å и учета потемнения к краю.

SolarDataApplication (SDA) – разработанная нами ранее [2] специальная программа для проведения границ и определения гелиографических координат ГКД на заданных широтах и долготах изображений Солнца в линиях He I 10830Å (He I) и Fe XII 193Å (Fe XII).

SolarSoft PFSS – пакет программ, позволяющий строить силовые линии магнитного поля Солнца для высот $1.0R_{\odot}$ – $2.5R_{\odot}$ (R_{\odot} – радиус Солнца) методом потенциального приближения из соответствующих фотосферных магнитограмм. Мы строили силовые линии для фотосферы – $1.0 R_{\odot}$.

Метод наложения изображений – для получения координат границ ГКД, проведенным по силовым линиям МП.

Ко всем данным была применена процедура предварительной обработки: для изображений в линии He I, учтено потемнение к краю и произведено нормирование яркости изображения. Изображения в линии Fe XII были приведены к масштабу изображений в линии He I. Для получения выделенных параметров контуров ГКД на диске Солнца мы воспользовались программой SDA.

Определение вертикальных границ ГКД

Обнаружение границ КД важно для оценки их размера и отслеживания их эволюции по времени и высоте, а также для сравнения физических свойств внутри и снаружи объекта. В настоящее время отсутствуют общепринятые как определение границ КД, так и технологии их идентифика-

ции. Главная причина этого заключается в том, что у КД часто отсутствуют резкие границы. В нашей работе для проведения границ ГКД мы воспользовались разработанной нами ранее программой SDA. Восточные (E) и западные (W) границы ГКД определялись на широте $\varphi = 40^\circ$. Северные и южные границы ГКД определялись на долготе, соответствующей меридиану, проходящему через середину ГКД на широте $\varphi = 40^\circ$. Гелиографические координаты ГКД на изображениях в линиях He I и Fe XII так же вычислялись по программе SDA. Для получения контуров ГКД на фотосфере использовался метод наложения изображений силовых линий, полученных при помощи PFSS, на исходные магнитограммы. Результат оконтуривания ГКД на изображениях диска Солнца за 17.05.2016 года для трех высот представлен на рис. 1.

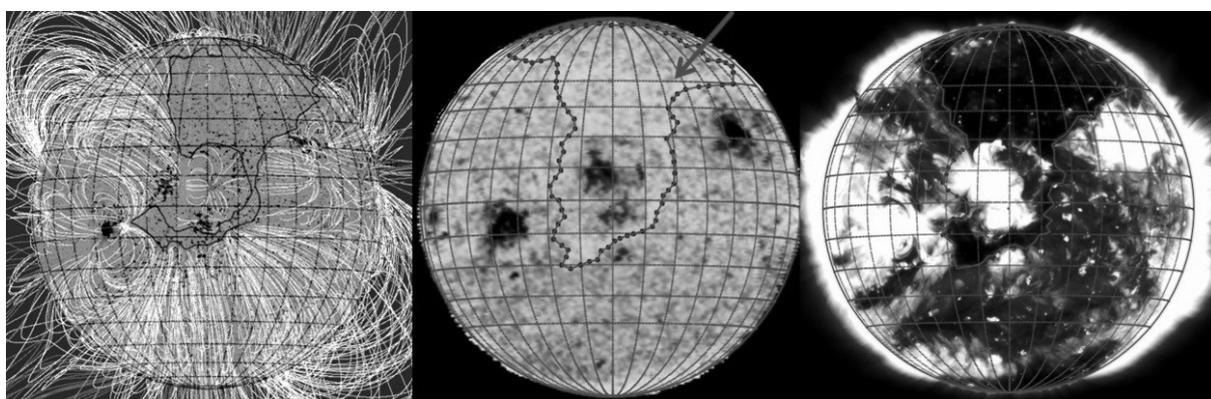


Рис. 1. Контуров ГКД, проведенные на изображениях диска Солнца за 17.05.2016 для фотосферы ($1.0 R_\odot$), хромосферы ($1.0045 R_\odot$) и короны ($1.1 R_\odot$).

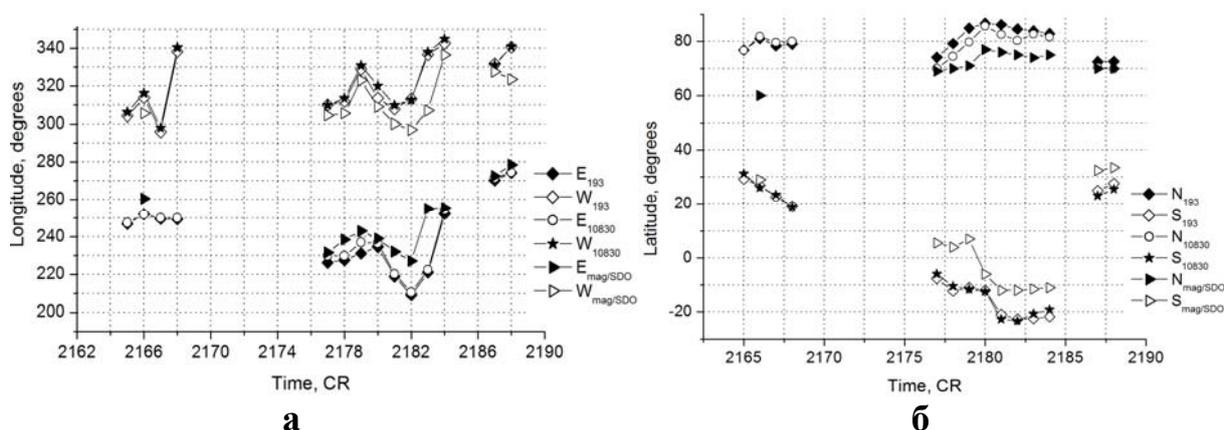


Рис. 2. Изменение со временем (а) – восточных (E) и западных (W), (б) – северных (N) и южных (S) границ ГКД для трех высот в атмосфере Солнца. Индексы указывают на уровень высоты (193 – корона, 10830 – хромосфера, mag/SDO – фотосфера).

Данные обработки материала позволили нам получить гелиографические координаты границ ГКД по наблюдениям в линиях He I и Fe XII и границ ГКД, полученных методом расчета силовых линий (PFSS). Все они

были использованы для построения графиков вертикальных E-W (рис. 2а) и N-S (рис. 2б) границ ГКД для 3 этапов ее развития (CR 2165–2168, 2177–2184 и 2187–2188).

Анализируя графики изображения Солнца на разных высотах можно заключить: E-W границы ГКД в хромосфере и короне очень близки. Это характерно для всех 3-х этапов ее эволюции. На стадии образования и в конце ее развития расширение от фотосферы до короны небольшое, в пределах 5–10 градусов. В стадии максимального развития расширение достигает 20 градусов. Развитие активных центров рядом с КД и внутри ее оказывает влияние на изменение вертикальных границ на всех уровнях атмосферы Солнца.

Результаты

- Границы ГКД, определенные по наблюдениям в линиях He I и Fe XII очень близки как в направлении E-W так в направлении N-S.
- Границы ГКД, определенные по силовым линиям магнитного поля для фотосферы хорошо согласуются в моменты начала и окончания существования ГКД с наблюдаемыми границами и отличаются в максимуме развития ГКД.
- Максимальное расширение корональной дыры происходит от фотосферы до хромосферы. Примерно, на высоте $1.0045 R_{\odot}$ и дальше идет радиальное расширение.

Полученные результаты важны при разработке методов прогноза солнечного ветра. Они показывают, что использование наблюдений корональных дыр только в линии He I, для прогноза недостаточно. Необходимо привлечение данных наблюдений короны и моделирование корональных магнитных полей по фотосферным наблюдениям.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 17-42-92017.

Литература

1. Андреева О.А., Малащук В.М., Ахтемов З.С., Жигалкин Р.К. // Изв. Крымск. Астрофиз. обс. 2018. Т. 114. № 1. С. 129-134.
2. Andreeva, O.A., Akhtemov, Z.S., Malashchuk, V.M., Zhigalkin, R.K. // Geomagnetism and Aeronomy. 2018, Vol. 58, No. 8, pp. 916–924. (in print)
3. Ахтемов З.С., Перебейнос В.А., Штерцер Н.И. // Изв. Крымской Астрофиз. обс. 2018. Т. 114, № 1, 123–128ю

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ
КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ И ПРОГНОЗ
ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ
НАЗЕМНЫХ ПАТРУЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ**

Арабаджян Д.К.^{1,2}, Пашенко М.П.¹, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Россия*
tlatov@mail.ru

²*КалмГУ, Элиста, Россия*

**MODELING OF CORONAL MASS EJECTIONS AND PROGNOSIS
GEOMAGNETIC ACTIVITY ACCORDING GROUND-BASE PATROL
OBSERVATION**

Arabadzian D.K.¹, Pashenko M.P.¹, Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk Mountain Astronomical Station, Russia*

²*Kalmyk state university, Elista, Russia*

We present models of the propagation of coronal mass ejections (CME) based on the interaction of CME with the solar wind through aerodynamic drag. The parameters of the solar wind are calculated according to the observation data of the STOP magnetograph. The parameters of the CME at the initial stage of propagation are determined from the data of the patrol telescopes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-35-38

Введение

В настоящее время для количественного прогнозирования космической погоды используются комплексные математические модели. Для определения параметров солнечного ветра и эволюции корональных выбросов массы (КВМ) наиболее широкое распространение получила корональная модель Wang-Sheeley-Arge (WSA) [1, 2] в сочетании с глобальной гелиосферной моделью солнечного ветра ENLIL [3]. Модель WSA обеспечивает расчет магнитного поля и скорости солнечного ветра на границе между корональными и гелиосферными моделями, обычно при 21,5R. Для модели необходимы синоптические карты фотосферного магнитного поля. Неточности, вызванные ошибками наблюдения солнечного магнитного поля, особенно в полярных областях, могут приводить к большим продольным сдвигам в структуре и скорости солнечного ветра [3].

3-мерная МГД модель MHD WSA-ENLIL обеспечивает вычисление во времени параметров фонового солнечного ветра и магнитного поля, в которое может быть внедрено распространение КВМ. В этой модели не проводятся расчеты КВМ на начальной стадии, а используются данные о кинематических свойствах КВМ, полученные из данных наблюдений коро-

нографов LASCO. Оценка кинематических и геометрических параметров 3D КВМ делается на предположениях, что геометрические свойства КВМ аппроксимируются моделью Конуса [4], которая предполагает изотропное расширение, радиальное распространение и постоянство угловой ширины конуса КВМ. Как правило, возмущение КВМ вводятся в модель WSA-ENLIL в виде срезов однородного сферического облака плазмы с равномерной скоростью, плотностью и температурой в качестве граничного условия на расстояниях $21,5R$ солнечных радиусов. На основе данных наблюдений коронографов определяют скорость, местоположение и ширину облака. Плотность облака КВМ является свободным параметром, которую часто задают в четыре раза больше, чем средние значения в окружающем быстром ветре, обеспечивая давление в четыре раза выше, чем в окружающем быстром ветре. Температура облака принимается равной температуре окружающего ветра.

Другим подходом для определения параметров КВМ основано на предположении, что в динамике КВМ доминирует «аэродинамическое» сопротивление МГД [5]. В этом предположении КВМ которые движутся быстрее, чем окружающий солнечный ветер, замедляются, тогда как те КВМ, которые медленнее, чем солнечный ветер, ускоряется окружающим потоком [6].

В данной работе мы предлагаем модели и схему прогноза, основанную на наблюдениях телескопа-магнитографа СТОП для определения параметров спокойного солнечного ветра на основе эмпирической модели WSA, определения параметров КВМ на начальном этапе распространения по данным патрульных телескопов и расчет распространения КВМ на основе аэродинамического взаимодействия КВМ с солнечным ветром.

Модель

Модель расчета параметров квазистационарных потоков солнечного ветра на основе наблюдений магнитографа СТОП, установленного в Кисловодске, была представлена в [7, 8]. В данной работе выполнено сопряжение модели расчета спокойного солнечного ветра с моделью распространения КВМ. Для этого мы вводим начальные условия КВМ в виде облака точек, имеющих свои скорости. Далее мы выполняем расчет траекторий точек с учетом аэродинамического взаимодействие с потоком солнечного ветра. В данной модели мы рассматриваем квадратичную зависимость ускорения a от относительной скорости КВМ [6]:

$$a = -\gamma(v - w)|v - w|, \quad (1)$$

где v – мгновенная скорость КВМ, w – скорость окружающего солнечного ветра. Каждое значения (a, v и w) является функцией от времени t . Параметр сопротивления γ может быть выражен как:

$$\gamma = \frac{c_d A \rho_w}{M + M_v}, \quad (2)$$

где Cd – безразмерный коэффициент сопротивления, A – поперечное сечение КВМ, ρ_w – плотность окружающего солнечного ветра, M – масса ICME. Так называемая виртуальная масса, M_v , приблизительно может быть выражена как $M_v \sim \rho_w V/2$, где V – объем ICME. Таким образом, учитывая, что $M = \rho V$, где ρ – плотность КВМ, параметр γ также может быть выражен как:

$$\gamma = \frac{c_d A \rho_w}{V(\rho + \frac{\rho_w}{2})} = \frac{c_d}{L(\frac{\rho}{\rho_w} + \frac{1}{2})}, \quad (3)$$

где L – толщина КВМ в радиальном направлении, и можно аппроксимировать, что $V \sim AL$. Параметр γ изменяется с расстоянием, так что он тоже неявно зависит от времени. Таким образом, уравнение движения:

$$\frac{d^2 r}{dt^2} = -\gamma(r) \left(\frac{dr}{dt} - w(r) \right) \left| \frac{dr}{dt} - w(r) \right|, \quad (4)$$

где r – гелиоцентрическое расстояние ведущего края КВМ. Полученные уравнения использовались для определения траектории КВМ, распространяющегося от Солнца в гелиосфере.

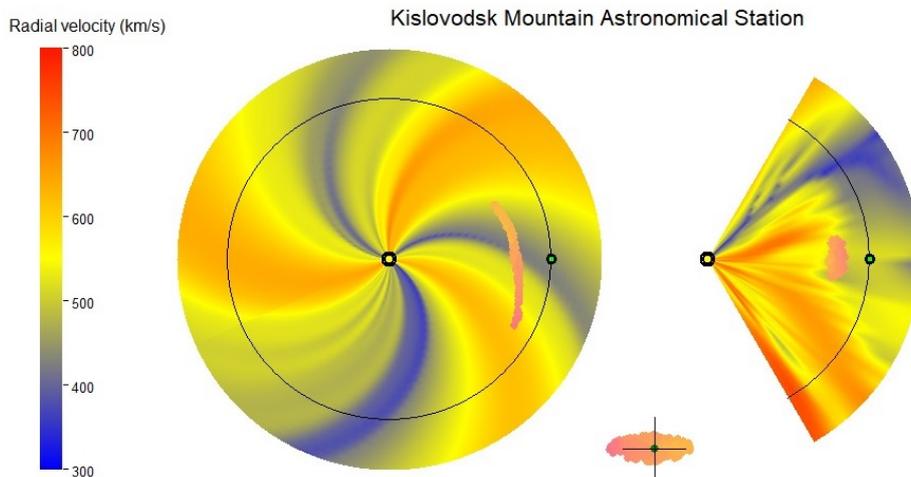


Рис. 1. Схема распространения солнечного ветра и КВМ.

На рис. 1 представлена схема распространения солнечного ветра и КВМ для конфигурации магнитных полей 2015.11.06. Представлен разрез в плоскости эклиптики и в перпендикулярной плоскости. Внизу вид на КВМ с Земли. Средняя скорость солнечного ветра была около $\omega \sim 600$ км/с, коэффициент аэродинамического сопротивления $\gamma = 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. На рис. 2а представлены изменения во времени максимальной скорости КВМ в зависимости от начальной скорости КВМ. При начальной средней скорости

КВМ $v_0 = 500$ км/с на начальном этапе движения происходит ускорение вещества КВМ потоком более быстрого солнечного ветра. При скорости $v_0 = 700$ км/с происходит замедление скорости ветра. Но спустя 2 дня скорости КВМ сходятся к одним величинам. На рис. 2b представлены зависимости максимальной скорости КМ для значений $\gamma = 5 \cdot 10^{-6}$; 10^{-7} ; $2 \cdot 10^{-7}$. Для больших значений γ поведение скорости может быть немонотонным во времени. Это происходит вследствие попадания КВМ в потоки солнечного ветра различной скорости.

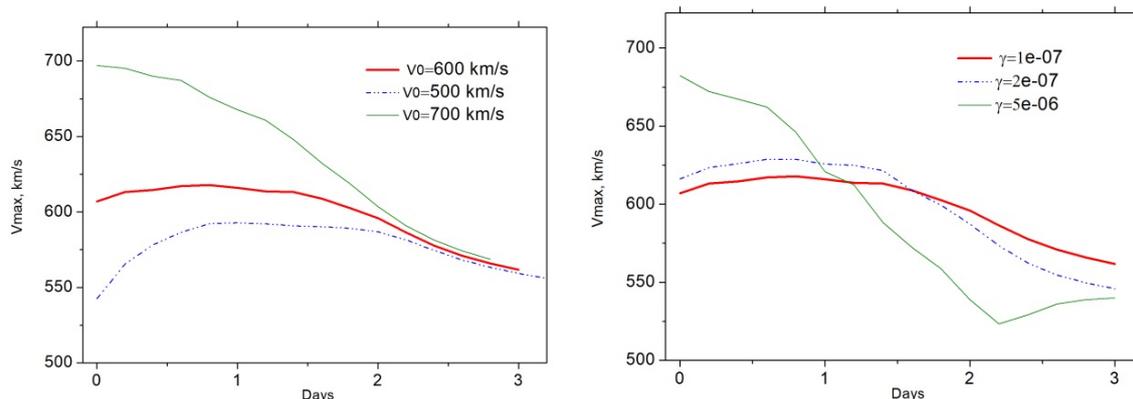


Рис. 2. Изменения скорости КВМ в потоке солнечного ветра в зависимости от начальной скорости (слева) и коэффициента γ (справа).

Выводы

В данной работе представлена схема расчета параметров КВМ, основанная на данных наблюдений телескопа СТОП и патрульных телескопах и комплексной математической модели взаимодействия солнечного ветра с КВМ. Показано, что солнечный ветер эффективно воздействует на распространение КВМ, и его учет является обязательным при оценке геоэффективности КВМ.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ №15-02-03900 и проекта РНФ №15-12-20001.

Литература

1. Arge, C.N., Pizzo, V.J. // J. Geophys. Res., 2000, **105**, 10465.
2. Arge, C.N., Luhmann, J.G., Odstrčil, D., Schrijver, C.J., Li, Y. // J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 2004, **66**, 1295.
3. Jian, L.K., Russell, C.T., Luhmann, J.G., et al. // Solar Phys., 2011, **273**, 179.
4. Zhao, X.P., Plunkett, S.P., Liu, W. // J. Geophys. Res., 2002, **107**, 1223.
5. Cargill, P.J., Chen, J., Spicer, D.S., Zalesak, S.T. // J. Geophys. Res., 1996, **101**, 4855.
6. Vršnak, B., Vrbanec, D., Čalogović, J. // Astron. Astrophys., 2008, **490**, 811.
7. Tlatov, A.G.; Pashchenko, M.P.; Ponyavin, D.I.; et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, V. 56, p. 1095.
8. Tlatov, A.G.; Shramko, A.D.; Chernov, Ya.O.; et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2017, V. 57, p. 854-858.

HIGH-SPEED SOLAR WIND STREAMS DURING THE LAST SOLAR CYCLES

Asenovski S.

Space Research and Technology Institute-BAS, Sofia, Bulgaria

ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ ПОТОКИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕДНИХ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

Асеновски С.

ИКИТ-БАН, София, Болгария

Высокоскоростные потоки солнечного ветра (High Speed Solar Wind Streams, HSS) выявлены как одна из основных причин геомагнитных бурь. После его идентификации в 1962, наше познание об этом проявлении солнечной активности стало более точным. Теперь у нас есть экспериментальные данные о параметрах солнечного ветра в течение последних четырех 11-летних циклов солнечной активности, и мы можем описать поведение HSS за относительно длительный период. Более того, кажется, что настоящий период векового цикла солнечной активности является "переходным" – от экстремально высокой солнечной активности, наблюдаемой в циклах 18–22, до сегодняшнего дня, когда мы наблюдаем чувствительно более низкую солнечную активность (цикл 24). Несколько моделей прогнозируют даже еще более низкую активность в следующих циклах. Имея измерения поведения HSS во время этих двух периодов (высокая и низкая солнечная активность), мы исследуем, как влияет на HSS вековая вариация солнечной активности.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-39-42

Introduction

High speed solar wind streams (HSS) and Coronal mass ejections (CME) are recognized as main geomagnetic storm drivers. According [1] HSS are responsible for at least 70% of geomagnetic activity at solar minimum and more than 30% at maximum. HSS are characterized with low speed, temperature and plasma density [2, 3]. They are geoeffective at most during the sunspot declining phase [4], when the second maximum in the geomagnetic activity is observed. Considering the year of identification of HSS (1962), early investigations of the solar cycle evolution of HSS has been presented by [5, 6]. They study variations of HSS during the period 1962–1974 (covering solar cycle 20) with emphasis on the solar wind speed fluctuation, the effect of the temporal evolution of stream structure on long-term averages of the solar wind flow speed, relationship between solar wind stream structure and the interplanetary magnetic field sector polarity. The major conclusion of these studies is that during the solar minimum the most stable streams with the largest amplitude occurred. The Mariner-2, Pioneer-6, 7, Vela and IMP programs are solar wind data sources at the time of solar cycle 20.

In this study solar cycle evolution of HSS for the cycles 21–24 as well as differences of the averaged parameters are discussed.

Data and methods

This work considers the solar wind data for the last four solar cycles. In Table 1 is presented information for Solar cycles 17–24, including the duration of the different cycles.

Table 1.

Cycle	Started	Finished	Duration (years)
Solar cycle 17	1933 September	1944 February	10.4
Solar cycle 18	1944 February	1954 April	10.2
Solar cycle 19	1954 April	1964 October	10.5
Solar cycle 20	1964 October	1976 June	11.7
Solar cycle 21	1976 June	1986 September	10.3
Solar cycle 22	1986 September	1996 May	9.7
Solar cycle 23	1996 May	2008 January	11.7
Solar cycle 24	2008 January	2018	~11

Several catalogues of HSS for Solar cycles 21–23 have been used to determine the time and duration of the events [7–9]. Using hourly values of the plasma parameters gathered in OMNI data base (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov/>) the averaged values of the main parameters for every single event have been calculated.

312 HSS for Solar cycle 24 events have been identified using the criteria for a HSS – an increase of the solar wind velocity by at least 100 km/s in no more than one day to at least 450 km/s for at least five hours along with high proton temperature and low plasma density.

Results

In Fig. 1 and Fig. 2 averaged values of the HSS for solar cycles 21–23 of the maximum speed (red line), duration of the HSS (blue line) and sunspot number (black line) are presented. During the descending phase of these cycles the highest values of maximum speed and the longest duration of the HSS (8–10 days) are observed.

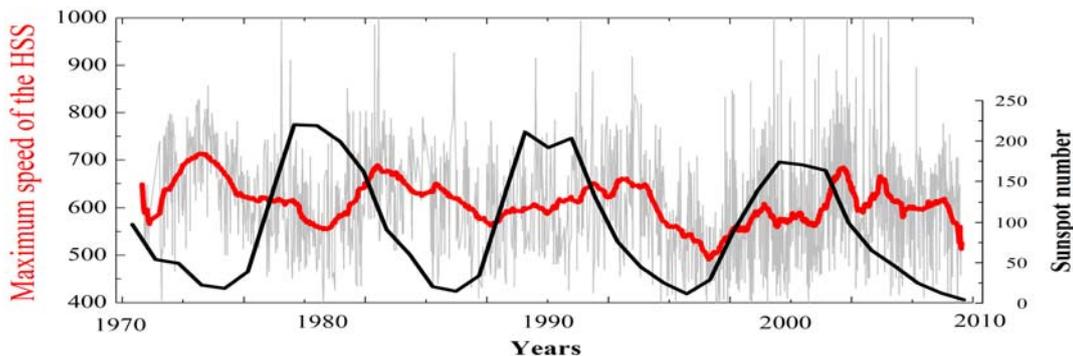


Fig. 1. Maximum speed of HSS for solar cycles 21–23.

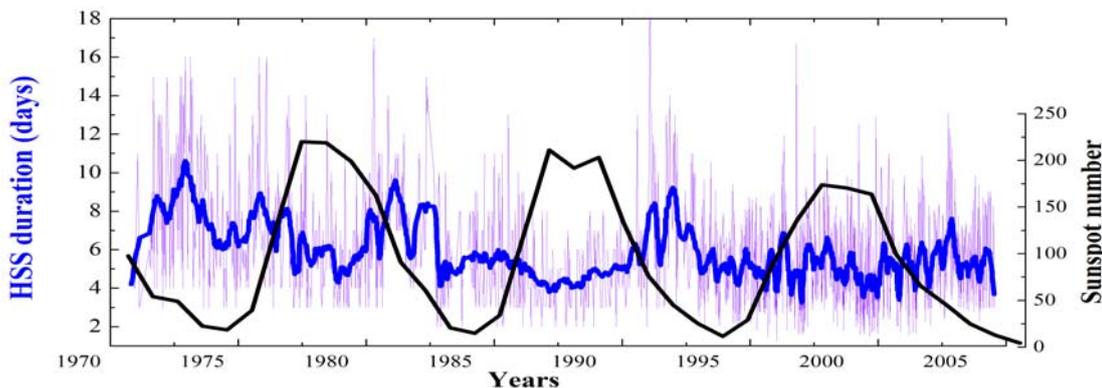


Fig. 2. Maximum speed of HSS for solar cycles 21–23.

The main results about maximum speed and counts of HSS for solar cycle 24 are presented in Fig. 3. It can be seen that there are two peaks of the number of HSS occurrence – one during the ascending phase and one at the descending phase of the solar cycle. Unlike the previous cycles, there is no such well-defined peak in the maximum speed of HSS in the current/present solar cycle.

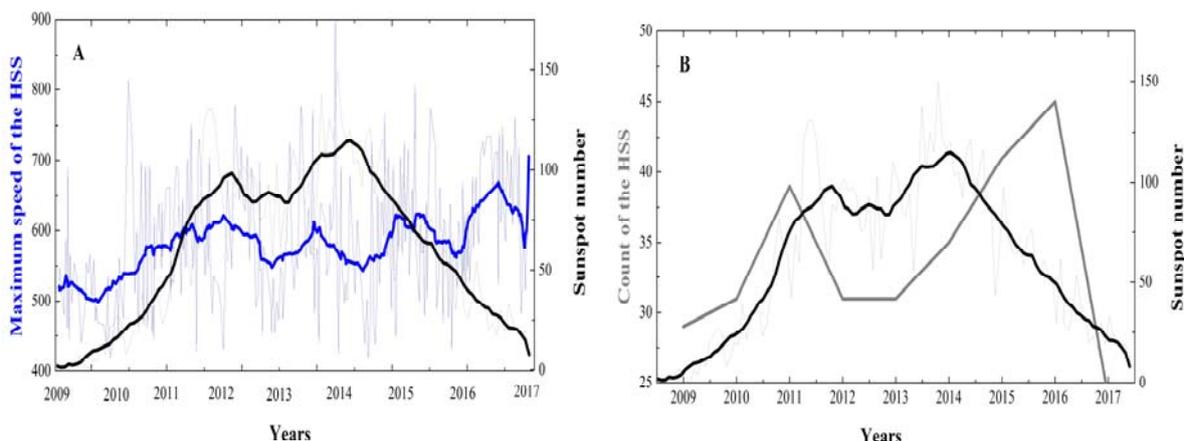


Fig. 3. Maximum speed and counts of HSS for solar cycle 24.

Table 2.

Parameter	SC21	SC22	SC23	SC24
Hours	7878	7161	9811	8690
Scalar B, nT	5.9	5.9	5.6	4.7
Bx, nT	-0.36	0.15	0.27	-0.18
By, nT	0.34	0.03	-0.09	0.08
Bz, nT	0.22	-0.01	-0.11	0.02
T, K	178230	146090	205240	132840
Dens, N/c	5.6	6.1	6.9	4.1
Speed, km/s	512	508	463	518
Press	2.7	2.8	2.5	1.9

In Table 2 the averaged values of the HSS parameters for the different cycles are shown.

Conclusions

This study considers the averages of the main HSS parameters in the last four solar cycles (21–24). The conclusion remarks are:

- The time in which Earth is under the HSS influence is more than 50% of the total time in each of the last four solar cycles.
- At SC23 the HSS influence is more than 75% of the total time.
- During the last SC24 the averaged HSS speed drops under 500 km/s while HSS temperature increases to more than 200000 K.
- During the descending phase of the solar cycles 21–23 the highest values of maximum HSS speed are observed.
- The duration of the HSS is the longest (8–10 days) during the descending phase of solar cycles 21–23.
- 302 HSS events have been isolated for the last 24th solar cycle and their maximum speed was estimated.
- The profile of the maximum speed of HSS within the 24th solar cycle is different compared to the previous solar cycles and no maximum value is observed.
- The count of the HSS is the greatest during the descending phase of the 24th solar cycle.

Acknowledgments

This work was supported by the "Competition for financial support for projects of junior researchers – 2016" under grant DM 04/4 "Investigation of the impulsive solar activity agents throughout the 11-year solar cycle".

References

1. Richardson I.G., Cliver E.W., Cane H.V. // J. Geophys. Res., 2000, vol. 105, 18203.
2. Sheeley Jr. N.R., Harvey J.W., Feldman W.C. // Sol. Phys., 1996, vol. 49, 271.
3. Tsurutani B.T., Gonzalez W.D., Tang F., Lee Y.T. // Geophysical Research Letters, 1992, vol. 19, 1, 73.
4. Phillips J.L., Bame S.J., Feldman W.C., et al. // Science, 1995, vol. 268, 1030.
5. Bame S.J., Asbridge J.R., Feldman W.C., Gosling J.T. // Astrophys. J., 1976, vol. 207, 977.
6. Gosling J.T., Asbridge J.R., Bame S.J., Feldman W.C. // J. Geophys. Res., 1976, vol. 81, 5061.
7. Lindblad B.A., Lundstedt H.A. // Sol. Phys., 1981, vol. 74, 197.
8. Mavromichalaki H., Vassilaki A. // Sol. Phys., 1998, vol. 183, 181.
9. Xystouris G., Sigala E., Mavromichalaki H. // Sol. Phys., 2014, vol. 289, 995.

МАГНИТНЫЕ ОБРАЗОВАНИЯ И СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР ПО ДАННЫМ ACE/SWEPAM НА ФАЗЕ СПАДА 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ахтемов З.С.¹, Цап Ю.Т.^{1,2}

¹КрАО РАН, Крым, Научный, Россия

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

MAGNETIC STRUCTURES AND SOLAR WIND ACCORDING TO THE ACE/SWEPAM DATA IN THE DECLINE PHASE OF THE 24TH SOLAR ACTIVITY CYCLE

Akhtemov Z.S.¹, Tsap Yu.T.^{1,2}

¹Crimean Astrophysical Observatory (Russian Academy of Sciences), Crimea, Russia

²Pulkovo Observatory (Russian Academy of Sciences), Russia

The relationship between the area of coronal holes and the maximum velocity of the fast solar wind at 1 AU based on AIA/SDO and ACE/SWEPAM observations is considered for the period from June 2015 to March 2017. It has been shown that the coronal holes within the meridional slice $\pm 10^\circ$ located at latitudes less than 40° make a basic contribution to the ecliptic solar wind. The maximum correlation coefficient between the area of coronal holes and the maximum velocity was found to be equal to 0.762 ± 0.145 . The probable causes of the discrepancy between the predicted and observed values of the solar wind velocity are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-43-46

Введение

В настоящее время не вызывает сомнений тесная связь между корональными дырами (КД) и высокоскоростными (> 500 км/с) потоками (ВСП) солнечного ветра [1–4]. КД – это крупномасштабные области солнечной короны с пониженной плотностью вещества и температуры. Солнечный ветер (СВ) – это непрерывный поток плазмы, преимущественно протонов, из солнечной короны в окружающее космическое пространство. Он имеет бимодальный характер и состоит из медленной (300–500 км/с) и быстрой (ВСП) компоненты. Последняя, в свою очередь, разделяется на квазистационарные и спорадические потоки, связанные соответственно с корональными дырами и корональными выбросами массы (КВМ).

Как известно, связь между скоростью потока рекуррентного ветра V и площадью КД S описывается уравнением регрессии [3–6]:

$$V = kS + b,$$

где k и b – некоторые константы. Однако коэффициент корреляции варьируется в широких пределах от 0.4 до 0.9 [7]. В связи со столь значительным разбросом значений коэффициента корреляции, который может быть связан с необоснованным выбором участка площади корональной дыры на

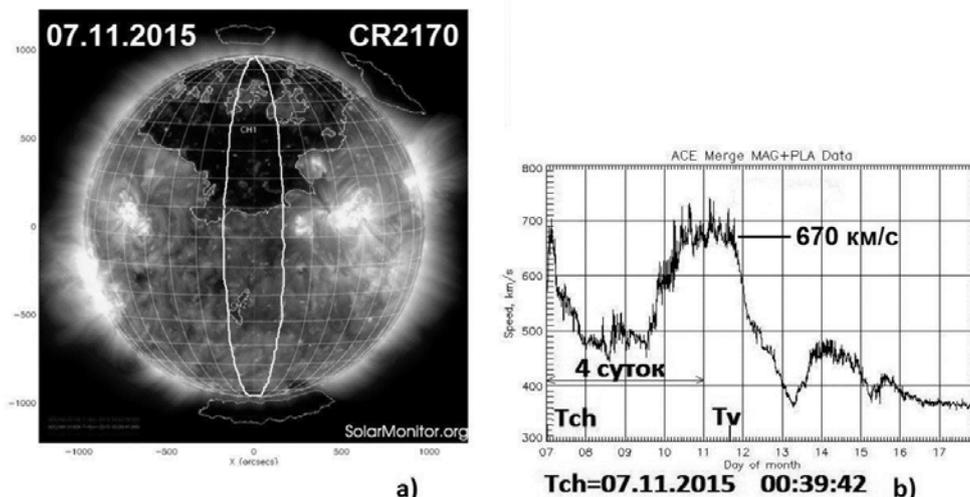


Рис. 1.

диске Солнца, возникает необходимость более детального изучения связи между локализацией КД и скоростью солнечного ветра вблизи орбиты Земли.

Наблюдения и обработка данных

В представленной работе для изучения связи между КД и ВСП мы рассмотрели особенности КД на фазе спада 24 цикла, когда велика вероятность появления вытянутых от полюса до экватора Солнца крупномасштабных КД (рис. 1а). Поскольку за ВСП на орбите Земли ответственны области вблизи солнечного экватора Солнца, то это позволяет более детально исследовать зависимость скорости ветра от локализации участка КД. Нами был выбран интервал с июня 2015 по март 2017 гг. (CR2165 – CR2188).

В работе были использованы изображения CHIMERA Coronal Holes [8] (<https://solarmonitor.org>) (рис. 1а), магнитограммы SDO/HMI (рис. 2) и значения скорости ветра, полученные на ACE/SWEPAM (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ftpbrowser/ace_merge.html). На рис. 2 представлен пример изображения диска Солнца с КД и вырезанной её частью в пределах $\pm 20^\circ$ (рис. 2а), $\pm 40^\circ$ (рис. 2б), $\pm 60^\circ$ (рис. 2с) и $\pm 90^\circ$ (рис. 2д), по широте $\Delta\phi$, для кэррингтоновского оборота 2175 (25.03.2016) с амплитудой по долготе $\Delta L = \pm 10^\circ$.

Задержка по времени между “моментом” наблюдения КД и моментом регистрации соответствующего ВСП СВ определялась с помощью выражения [4, 9], следующей из баллистической модели:

$$T_v - T_{ch} = 4 \text{сут.} \pm 1.5 \text{сут.} \quad (2)$$

Здесь T_v – момент времени, когда на орбите Земли максимальная скорость ВСП связанный с выделенной КД, T_{ch} – момент регистрации при прохождении центром тяжести КД центрального меридиана (рис. 1б).

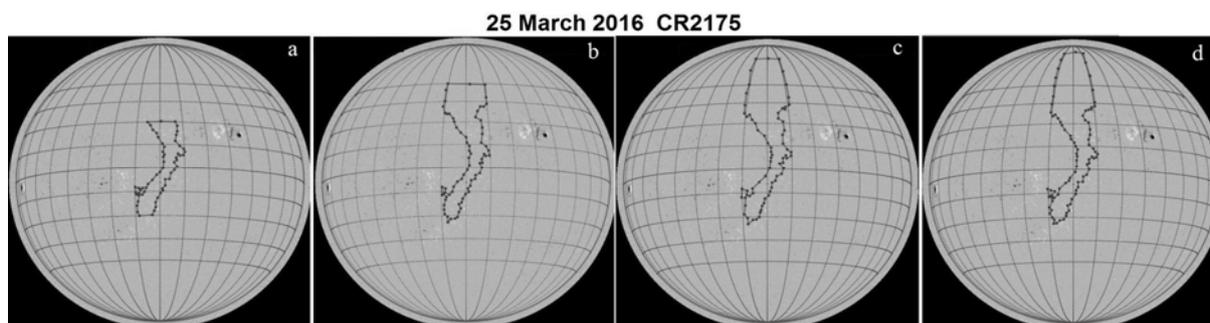


Рис. 2.

Как оказалось вблизи центрального меридиана ($\Delta L = \pm 10^\circ$) для $\Delta \varphi = \pm 40^\circ$ коэффициент корреляции имеет наибольшее значение (0.762). Откуда, положив $\Delta \varphi = \pm 40^\circ$, мы также рассмотрели зависимость коэффициента корреляции от долготы, изменяя границу выделенного участка площади корональной дыры по долготе в пределах $\Delta L = \pm 20^\circ$ или $\Delta L = \pm 30^\circ$ (рис. 3).

Выяснилось, что с увеличением долготы коэффициент корреляции уменьшается.

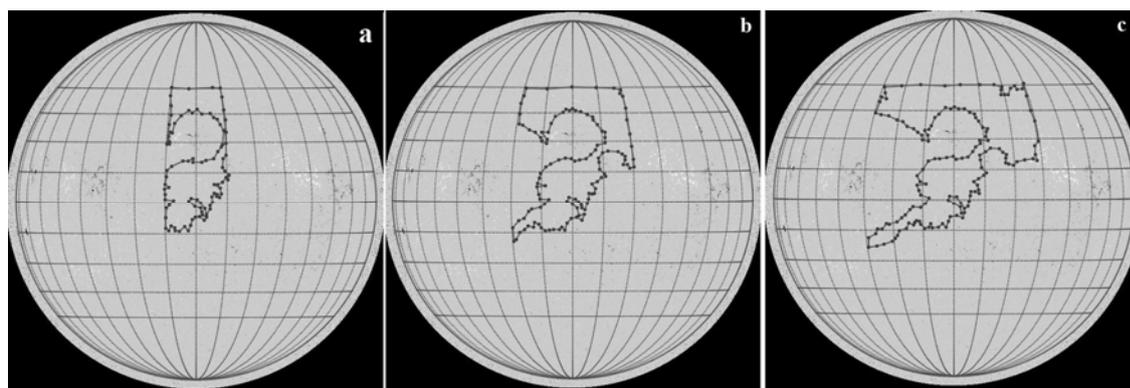


Рис. 3.

Результаты и выводы

Сформулируем основные результаты работы:

1. Коэффициент корреляции между площадью корональных дыр и скоростью солнечного ветра достигает для участка КД, заключенного в пределах $\pm 40^\circ$ по широте и $\pm 10^\circ$ по долготе.
2. Прогноз скорости СВ по площади КД следует делать с осторожностью (полученный нами максимальный коэффициент корреляции не превышает 0.762).
3. Значительное влияние на связь между скоростью СВ площадью может оказывать спорадический СВ и магнитное поле близлежащих активных областей.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ и Совета Министров Республики Крым в рамках научного проекта № 17-42-92017 и Программы президиума РАН № 28.

Литература

1. *Akiyama, S., Gopalswamy, N., Yashiro, S., Mäkelä, P.* // PASJ. 2013. **65**. 15.
2. *Hegde M., Hiremath K. M., Vijayakumar H. D. et al.* // Astrophys. Astr. 2015. V. 36. P. 355–374.
3. *Nolte J.T., Krieger A.S., Timothy A.F. et al. Gold R.E.* // Solar Phys. 1976. V. 46. P. 303-322.
4. *Vršnak, B., Temmer, M., Veronig, A.M.* // Solar Phys. 2007. V. 240. P. 315-330.
5. *Abramenko, V.I., Yurchyshyn, V.B., Watanabe H.* // Solar Phys. 2009. Vol. 260, No. 1. P. 43–57.
6. *Родькин Д.Г., Шугай Ю.С., Слемзин В.А., Веселовский И.С.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 2016. № 9. С. 44–49
7. *Shugai Yu.S., Veselovsky I.S., Trichtchenko L.D.* // Geomagnetizm i Aeronomiya. 2009. Vol. 49. No. 4. P. 435–445.
8. *Garton, T.M., Gallagher, P.T., Murray, S.A.* //J. Space Weather & Space Climate. 2018. e 8, id.A02.
9. *Житник И.А., Жигалкин Р.К., Игнатъев А.П. и др.* // Изв. Крым. астрофиз. обс. 2005. Т. 101. С. 128–145.

ИЗУЧЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ И ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В ФОТОСФЕРЕ И ХРОМОСФЕРЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ X17.2/4B 28 ОКТЯБРЯ 2003 ГОДА

Барановский Э.А.¹, Лозицкий В.Г.², Лозицкая Н.И.², Тарашчук В.П.¹

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

²*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета им. Т. Шевченко, Киев, Украина*

THE INVESTIGATION OF MAGNETIC FIELDS AND THERMODYNAMICAL CONDITIONS AT PHOTOSPHERE AND CHROMOSPHERE IN X17.2/4B SOLAR FLARE

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

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

²*Astronomical Observatory of the T. Shevchenko National University, Kyiv, Ukraine*

The processes in the solar flare X17.2/4B 28 October 2003 are investigated by the spectral data observed by AO KNU for magnetic fields determinations and thermodynamic conditions in photosphere and chromosphere of solar flare. By the use of observed profiles of several photospheric lines the magnetic fields were determined. Non uniform structure of the flare composed of elements with different temperature, density and magnetic fields. Photospheric lines that were used had different factor Lande (from 0.01 to 3).

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-47-50

Все солнечные вспышки имеют некоторые общие черты. Мощные вспышки случаются достаточно редко и отличаются только им присущими особенностями. Многие их параметры отличаются от параметров более умеренных вспышек. Вспышка 28.10.2003, третья по мощности среди всех ранее наблюдавшихся (в рентгене X17.2/4B), происходила во время значительного усиления солнечной активности. Хромосферные и фотосферные слои вспышки плохо исследованы из-за отсутствия достаточного количества оптических спектров этих слоев. Наблюдения вспышки 28 октября 2003 г. выполнялись на горизонтальном солнечном телескопе АО Киевского национального университета с эшелльным спектрографом с поляризационным устройством. Были получены спектры для нескольких моментов времени в разных узлах вспышки за 5–6 мин до максимума развития вспышки в 11h20m UT. Зеeman-спектрограммы в ортогональных круговых поляризация и стоксовские профили I+V позволили получить профили линий.

Анализ спектров показал необычный бальмеровский декремент – интенсивность линии H_{β} значительно больше интенсивности H_{α} .

Обычно отношение интенсивностей бальмеровских линий $I(H_\alpha)/I(H_\beta) > 1$, но в нашем случае $I(H_\beta)/I(H_\alpha) = 1.8$, что наблюдается очень редко. Обратное соотношение, когда $I(H_\alpha) < I(H_\beta)$, отмечено только у 4 вспышек в 1958, 1960, 1980 и 1990 гг. с $I(H_\alpha) > 2$, отношения $I(H_\beta) / I(H_\alpha)$ для этих вспышек была в пределах 1.1–1.37.

При расчете моделей подбирались параметры хромосферы – плотность, температуры T , скорости V_t , напряженности магнитного поля H . Его величина определяется как по разделению компонентов линий противоположной поляризации, так и по ширине профилей магнито чувствительных линий. Магнитное поле, определенное по магнитной линии Fe I 5250 Å в области вспышки оказалось необычным – неоднородным по величине и направлению. По расщеплению магнитных линий поле около 300 Гс, а по ширине магнитных линий величин поля 1000–1200 Гс. Это может указывать на неоднородность поля по величине и направлению. Моделирование привело также к выводу, что область вспышки состоит из холодных и горячих (до 10%) компонент.

Определенная неоднородная структура сделано на основании сравнения наблюдаемых и вычисленных профилей линий. Профили фотосферных линий выбраны с различной магнитной чувствительностью, описываемой фактором Ланде.

Для изучения магнитного поля вспышки мы рассмотрели несколько фотосферных линий. Три из них имеют очень низкую магнитную чувствительность (фактор Ланде около 0.01). Одна из этих линий (Fe I 5434 Å) показала небольшую эмиссию и небольшое магнитное расщепление. Две другие немагнитные линии (Fe I 5576 Å и 5123 Å) не имеют при этом ни эмиссии, ни расщепления. Мы рассчитали модель фотосферы, которая дает согласие вычисленного и наблюдаемого профилей для линии 5434 Å и не дает эмиссию и расщепление для вычисленных профилей линий 5576 Å и 5123 Å. Таким образом, рассчитанная модель дает согласие профилей для трех линий с фактором Ланде порядка 0.01. При этом величина магнитного поля в верхней фотосфере достигает до 60 тысяч Гаусс. На рисунке 1 приведен результат модельного расчета температуры в нижней фотосфере.

У этой вспышки обнаружена необычная особенность. Расчеты и моделирование показывают присутствие очень большого магнитного поля. У линии Fe 5434 Å обнаружено магнитное расщепление, а Фактор Ланде для нее равен всего 0.01, то такому расщеплению должно соответствовать большое магнитное поле (порядка десятков килогаусс – кГс). При этом величина магнитных полей в верхней фотосфере показывает неоднородность поля и находится в пределах от нескольких тысяч Гс до десятков тысяч Гс. В то же время две другие немагнитные линии Fe I 5576.097 Å и Fe I 5123.72 Å (факторы Ланде -0.012 и -0.013) не показывают эмиссии и расщепление. Наше моделирование согласуются с этим результатом. Наши расчеты для линии Fe 5250 Å показывает согласование с наблюдениями.

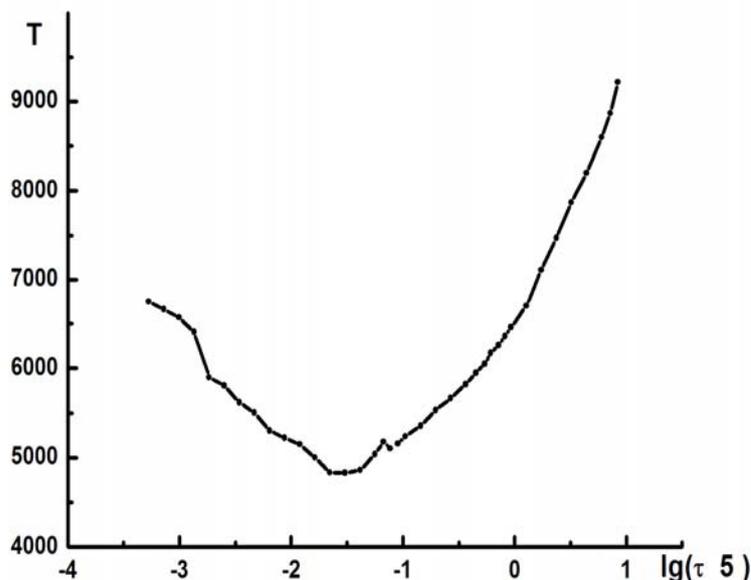


Рис. 1. Результат модельного расчета температуры и поля в фотосфере. Ход температуры T с изменением оптической глубины τ .

На рис. 2 приведены рисунки профилей линии Fe I 5434.52 Å с фактором Ланде, равным -0.014. Была рассчитана модель, в которой получено расщепление, очень близкое по величине к тому, что наблюдалось.

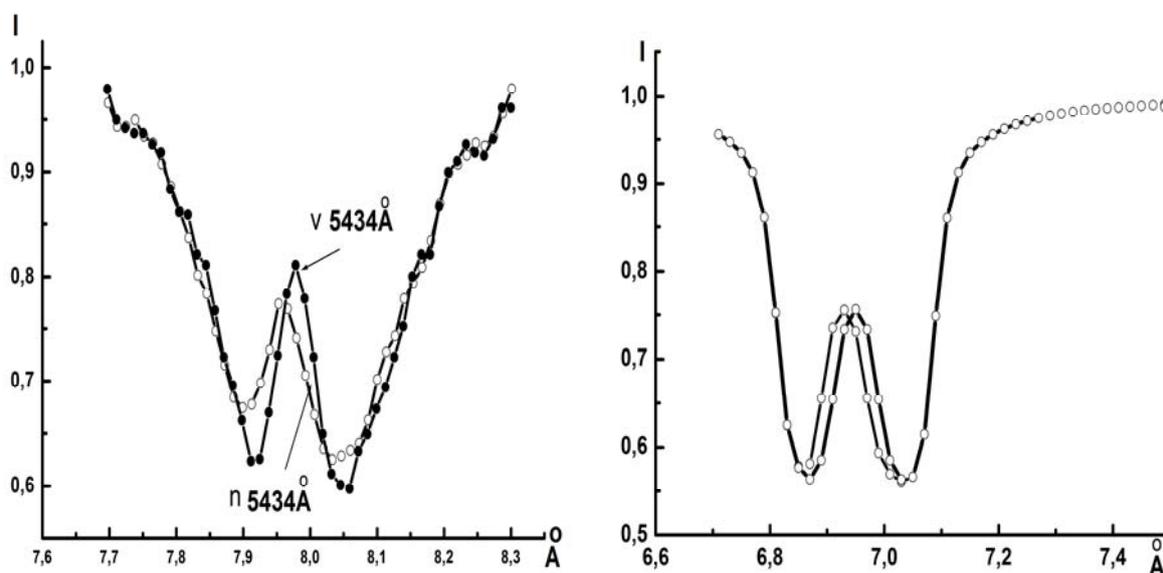


Рис. 2. Наблюдаемые (кривые 1, 2) и вычисленные (кривые 3, 4) профили линии 5434 Å с параметрами Стокса во вспышке. Кривые с заполненными и пустыми значками обозначают разные знаки поляризации.

Особенность вспышки заключается в том, что большое магнитное поле сосредоточено в тонком поверхностном слое фотосферы. Температурный пик также сосредоточен в этом слое.

Полученные результаты могут указывать на сложную структуру вспышечных слоев, отличающихся не только параметрами, но и величинами магнитных полей. Они могут иметь очень большие величины, но суще-

ствуют, вероятно, очень недолго по сравнению с обычно наблюдаемыми. Возможно, что для объяснения свойств вспышек потребуется 4-х компонентная структура магнитного поля.

РОЛЬ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В РЕАЛИЗАЦИИ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ

Барановский Э.А., Тарашчук В.П., Владимирский Б.М.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

THE MAGNETIC FIELDS IN REALIZATION OF SUN-EARTH CONNECTIONS

Baranovsky E.A., Tarashchuk V.P., Vladimirskii B.M.
Crimean Astrophysical observatory, Nauchny, Crimea, Russia

The influence of magnetic fields on the Shtormglass cristallization is investigated. By change of MF polarity (–,+) the max of DI is observed 2 days before sector crossing. By change (+,–) the max of DI is observed 3 days before. The dependence of DI variations on Bmod at different 11-year cycles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-51-54

Влияние Солнца и космической погоды на разнообразные земные явления – хорошо установленный факт. Ведущийся с 1995 г. в КрАО мониторинг уровня кристаллизации в штормглассе (динамический индекс DI) позволил установить ряд закономерностей в связях DI с космическими индексами [1]. Обнаружено, что характер кристаллизации меняется при пересечении границ секторов ММП, под действием магнитных полей В. Для изучения хода DI со сменой знака полярности ММП использован метод наложенных эпох, где в качестве реперного события взяты даты смены знака ММП при пересечении границ секторов. На рис. 1а показан ход DI при переходе Земли через границы секторов, где поле направлено от Солнца к Земле (+) или наоборот (–), от Земли. DI достигает MAX за 1.5–2 суток до прохождения границы сектора от {–,+}. MIN DI достигается за 2 сут до пересечения границы {+,-}. На рис. 1б сравнивается поведение DI при изменении атмосферного давления P_{atm} – при приближении антициклона (слева) или циклона (справа). Наблюдается любопытное сходство, что может свидетельствовать о наличии в приближающихся метеофронтах электромагнитных полей противоположного направления.

Процесс сильно зависит от режима обтекания магнитосферы солнечным ветром (СВ). Это изменяет атмосферную циркуляцию, ведет к появлению циклонов и антициклонов [2].

Связи между скоростью СВ, влияющей на изменение "обжаривания" магнитосферы и метеопараметрами в тропосфере [2] зависят от последовательности смены знака ММП и вариаций B_{mod}. Сопоставление вариаций DI с B_{mod} ММП обнаруживает зависимость от фазы солнечной активно-

сти, корреляция сменяется антикорреляцией. DI в годовом ходе близко следует за изменениями Vmod ММП.

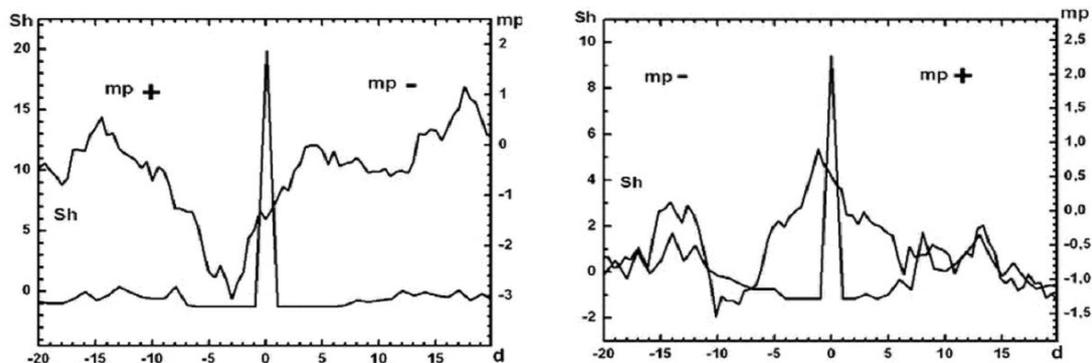


Рис. 1а.

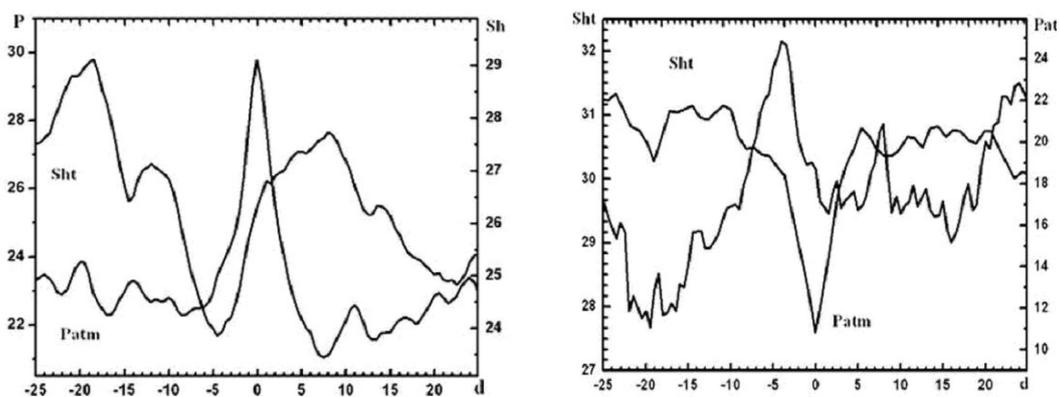


Рис. 1б.

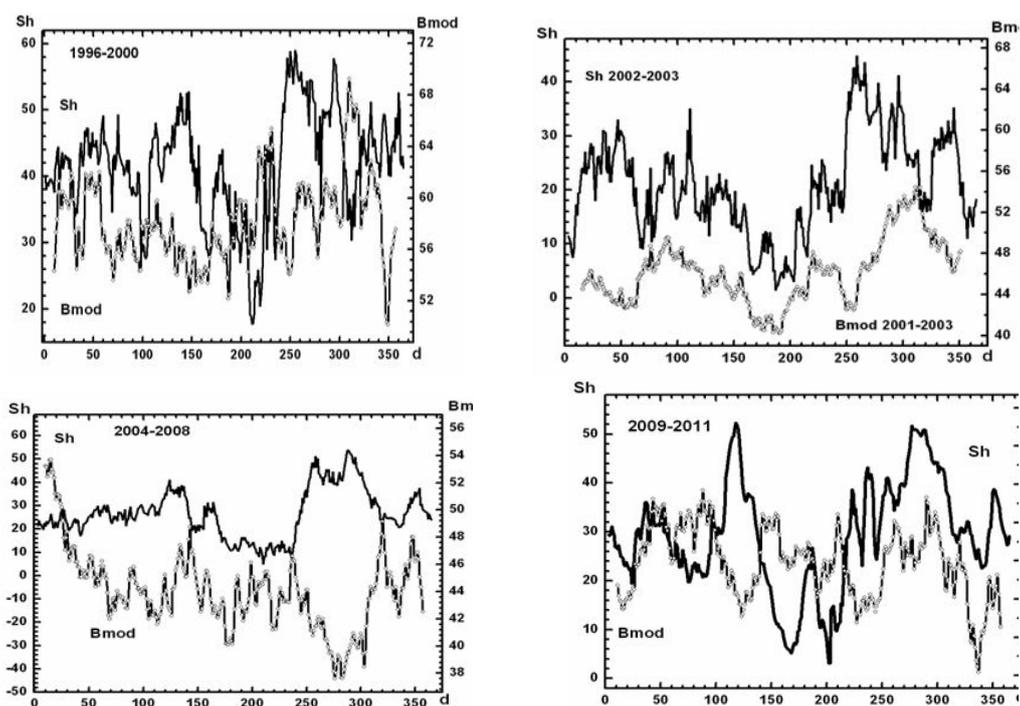


Рис. 2.

На рис. 2 показано сравнение хода DI с Vmod ММП по данным 1995–2007 гг., корреляция сменяется антикорреляцией по мере изменения фазы солнечного 11-летнего цикла. Такая же закономерность получена и при анализе всего массива данных DI.

Были изучены вариации DI с изменением разных составляющих ММП – Vmod, Vz, Vy, общего магнитного поля Солнца как звезды mpс в 2005–2015 гг. Во всех случаях отмечается корреляция (0.8 и больше) или антикорреляция, что показано на рис. 3–5.

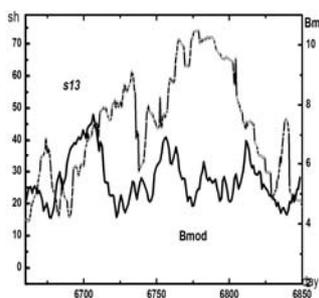


Рис. 3. Ход DI и Vmod в 2015 г.

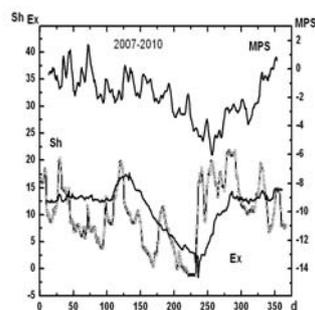


Рис. 4. Ход DI штормгласа (sh), изменения токов p-n переходов в установку «Экзакт» (Ex) и общего магнитного поля Солнца (mpс).

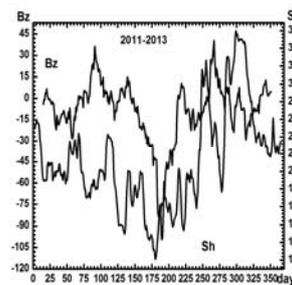


Рис. 5. Ход DI и компоненты ММП Vz.

Влияние ММП зависит от спектрально-амплитудных параметров соответствующих сигналов. Процессы указывают на влияние на атомно-молекулярном уровне в растворе штормгласа и воздействие слабых электромагнитных полей низких и сверх низких частот. Такая же регулярность наблюдается при сопоставлении Vmod с динамикой токов p-n переходов микросхем на установке «Экзакт» [3], в штормгласе и составляющих Vy, Vz ММП. При $Vz > 0$ -<северное> направление ММП - совпадает с направлением магнитного поля Земли. При $Vz < 0$ -<южное> направление ММП - противоположно направлению ослабленного земного МП. Для жидкокристаллических структур (колба Фицроя, биоструктуры) нет полного понимания сверхчувствительности к изменениям сверхслабых электромагнитных полей. Но здесь играют роль свойства воды, главной составляющей раствора штормгласа. В лабораторных экспериментах обнаружена очень высокая чувствительность воды, изменение кристаллизации отмечалось при 6 нТл в магнитном поле на частоте 10 Гц [4].

При смене знака ММП возникают колебания интенсивности фоновых электромагнитных полей на низких и сверхнизких частотах (это микропульсации типа Pс3, УНЧ-излучение магнитосферы в полосе нескольких кГц). В невозмущенных условиях амплитуда этих колебаний весьма мала (на частоте ~ 1 Гц – ~ 1 нТл. Эти излучения сильно зависят от режима об-

текания магнитосферы солнечным ветром, когда изменяется характер обжатия магнитосферы из-за вариаций V_{mod} . Это влияет на тропосферную циркуляцию и на электромагнитное излучение атмосферного происхождения (частота – Гц).

Изложенные выше данные в общем находятся в разумном согласии с современными модельными представлениями о механизмах влияния СА на физико-химические и биосистемы.

Литература

1. *Е.А. Baranovskii, V.P. Tarashchuk, В.М. Vladimirkii* // Atmospheric and Oceanic Physics, 2010, Vol. 46, No. 8, pp. 925-934.
2. *Смирнов Р.В.* // ДАН, 1968, 1969.
3. *Брунс* // Известия КрАО, 2007, т. 103, N4.
4. *Леднев и др.* // Геофизические процессы и биосфера, 2003, Т. 2, № 1, с. 3.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ФОТОСФЕРНОГО И МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Биленко И.А.

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

PHOTOSPHERIC AND INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD CYCLE VARIATIONS AND SOLAR WIND PARAMETERS

Bilenko I.A.

Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

The influence of solar large-scale photospheric polar and non polar magnetic field variations on the interplanetary magnetic field (IMF) and solar wind parameters in cycles 21–24 is discussed. The results show that polar and non polar magnetic field variations on Carrington rotation scales as well as the structure state of the solar global magnetic field (GMF) determine the IMF and solar wind parameters. Non polar magnetic field determines the changes in solar wind velocities, density, and temperature under sector GMF structure. Polar magnetic field determines solar wind parameters during zonal GMF structure domination. Solar wind parameter values split into three groups depending on polar magnetic field. Under sector GMF structure the velocity does not show significant changes with increase in polar magnetic field but density, and temperature increase.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-55-58

Введение

Наблюдаемые солнечные магнитные поля представляют собой суперпозицию постоянно меняющихся разных по пространственно-временным масштабам магнитных образований. Потоками солнечного ветра фотосферные магнитные поля выносятся в межпланетное пространство, формируя межпланетное магнитное поле, регистрируемое на орбите Земли [5, 6]. Обридко и др. [7] показали, что солнечный ветер, наблюдаемый на орбите Земли, формируется потоками, происходящими из протяженных по широте областей на Солнце. Закономерности связи пространственных и временных вариаций солнечного магнитного поля с межпланетным магнитным полем (ММП) и параметрами солнечного ветра до настоящего времени остаются до конца не выясненными, что затрудняет построение моделей солнечно-земных связей и прогнозирование космической погоды. Целью данной работы является сопоставление циклических вариаций солнечных фотосферных крупномасштабных не полярных и полярных магнитных полей с ММП и параметрами солнечного ветра в 21–24 циклах.

Результаты исследования и интерпретация

На рис. 1 толстыми сплошными линиями показаны усредненные за 7 Кэррингтоновских оборотов (КО) и наложенными тонкими – за 1 КО вариации параметров солнечного ветра на орбите Земли: скорости (V , 1a), плотности (n , 1b) и температуры (t , 1c) за 1976–2015 гг. (КО 1642–2172) по данным каталога OMNI2 [4]. На рис. 1a–1c показано также изменение крупномасштабного фотосферного не полярного магнитного поля (тонкие сплошные линии), полученного усреднением по широте ($\pm 55^\circ$) долготного распределения фотосферных магнитных полей за каждый КО [2] по данным обсерватории Wilcox [3], и полярного (штриховые линии), измеряемого в диапазоне 55° – 90° в каждой полусфере. На рис. 1d показаны вариации ММП (толстая линия) и рассчитанное по модели [1] магнитное поле на расстоянии 1 АЕ (тонкая линия) на орбите Земли. Серым цветом выделены периоды доминирования секторной и белым – зональной структуры глобального магнитного поля (ГМП) Солнца [2].

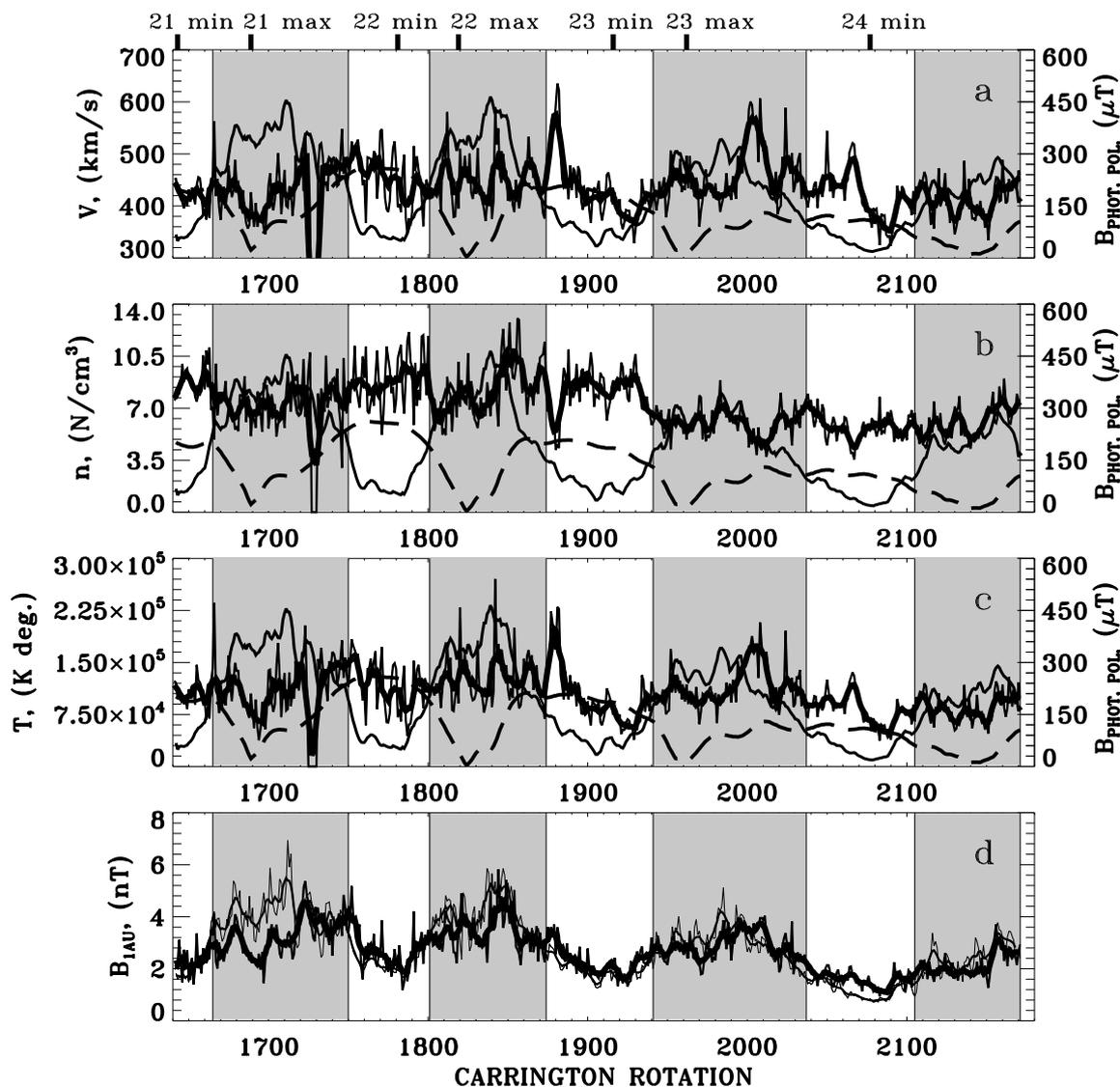


Рис. 1.

Из сопоставления циклических вариаций параметров солнечного ветра, не полярного и полярного магнитных полей видно, что изменения не полярного магнитного поля соответствуют изменениям V и t при доминировании секторных структур ГМП, т. е. на фазах роста, максимума и начала спада активности, для n – в максимуме. Влияние полярного магнитного поля больше проявляется на фазах спада и минимума, при доминировании зональной структуры ГМП. Поле, рассчитанное на расстоянии 1 АЕ [1] хорошо согласуется с наблюдаемым ММП (рис. 1d).

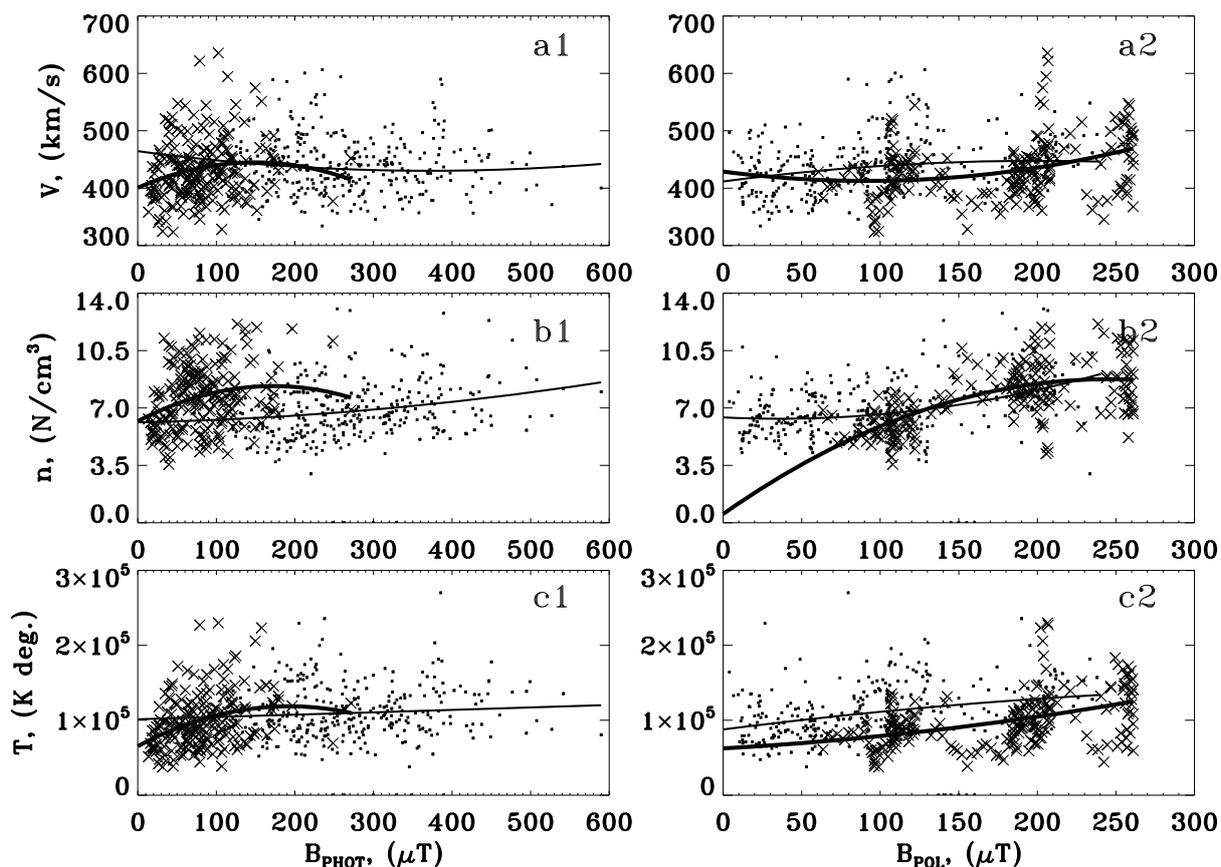


Рис. 2.

На рис. 2 показаны зависимости параметров солнечного ветра от величины не полярного (рис. 2 a1–c1) и полярного (рис. 2 a2–c2) магнитных полей. Точками обозначены значения параметров солнечного ветра в период доминирования секторной, а крестиками – зональной структуры ГМП. Все зависимости аппроксимированы полиномами второй степени. Тонкие линии – для значений в период доминирования секторной структуры, толстые – зональной. При доминировании секторной структуры ГМП скорость солнечного ветра в зависимости от величины V_{ROT} практически не изменяется. Уменьшается число КО с максимальными значениями V с ростом V_{ROT} , хотя распределение значений V является довольно равномерным. Значения n и t растут с ростом V_{ROT} . Параметры солнечного ветра

при доминировании зональной структуры соответствуют меньшему диапазону значений магнитных полей и имеют максимумы при ~ 150 μT . В зависимости от V_{pol} значения V , n , t , в период доминирования зональной структуры ГМП, группируются в три группы, соответствующие минимумам 22, 23 и 24 циклов. Скорость солнечного ветра, при доминировании секторных структур ГМП, меняется не значительно с увеличением V_{pol} , а плотность и температура – растут. И полярное, и не полярное магнитные поля снижаются от 21 к 24 циклам [1] и, соответственно, наблюдаются (рис. 1, 2) снижение V , n , t , с уменьшением V_{PHOT} и V_{pol} .

Выводы

Циклические изменения полярного и не полярного крупномасштабного фотосферного магнитного поля определяют долговременные, на масштабах КО и более, вариации ММП и параметров солнечного ветра.

Влияние не полярного магнитного поля больше проявляется для V и t солнечного ветра на фазах роста и максимума циклов, для n – в максимуме, т.е. в период доминирования секторной структуры ГМП. С ростом V_{PHOT} значения n и t растут, а V остаются приблизительно на одном уровне. В зависимости от зональной структуры ГМП, все параметры имеют максимум в области $V_{PHOT} \sim 150$ μT . Полярные магнитные поля оказывают большее влияние на V , n и t солнечного ветра на фазах спада и минимума активности при зональной структуре ГМП. В зависимости от V_{pol} значения V , n , t , при доминировании зональной структуры ГМП, группируются в три группы, соответствующие минимумам 22, 23 и 24 циклов, с уменьшающимися значениями при уменьшении V_{pol} . При доминировании секторных структур ГМП, V солнечного ветра меняется не значительно с увеличением V_{pol} , а n и t – растут.

Полученные результаты могут быть полезны при моделировании космической погоды и прогнозировании геомагнитной активности.

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

Литература

1. *Bilenko I.A.* // Solar Phys., 2018, 293, 106.
2. *Bilenko I.A., Tavastsherna K.S.* // Solar Phys., 2016, 291, 2329.
3. *Hoeksema J.T., Scherrer P.H.* // Solar Phys., 1986, 105, 205.
4. *King J.H., Papitashvili N.E.* // JGR, 2005, 110, A02104.
5. *Mackay D.H., Yeates A.R.* // Living Rev. Solar Phys., 2012, 9, 6.
6. *Ness N.F., Burlaga L.F.* // JGR, 2001, 106, 15803.
7. *Obridko V.N., Shelting B.D., Livshits I.M.* // Astronomy Rep., 2011, 55, 284.

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР НА ФАЗЕ РОСТА 23 ЦИКЛА

Биленко И.А.¹, Тавастшерна К.С.²

¹Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия
²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

FORMATION AND EVOLUTIONARY CHANGES OF CORONAL HOLES DURING THE RISING PHASE OF CYCLE 23

Bilenko I.A.¹, Tavastsherna K.S.²

¹Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia
²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

The evolutionary changes of the solar global magnetic field (GMF) and the regularities in coronal hole (CH) formation and distribution are investigated during the rising phase of solar cycle 23. The peculiarities in CH formation during zonal and sectorial GMF structure are discussed. It is shown that the solar GMF and its cycle evolution determine the photospheric magnetic field polarity regions which are favorable for CH formation. The transition from zonal to sectorial GMF structure late in 1999 in the rising phase of the cycle 23 is traced by the changes in CH latitude-longitude distribution. The global reorganizations of the latitudinal and longitudinal magnetic field polarity distribution of the solar GMF, that occur under the sectorial structure domination, lead to the changes in the polarity of the photospheric magnetic field regions favorable for the formation of CHs.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-59-62

Введение

Корональные дыры (КД) являются одним из важнейших факторов, определяющих космическую погоду и влияющих на геомагнитную активность [11]. Происхождение как высокоскоростных, так и низкоскоростных потоков солнечного ветра связано с КД [9, 11, 12]. Закономерности формирования КД, как и процессы, определяющие динамику КД в циклах, и связь КД с другими явлениями солнечной активности до сих пор остается не ясными. Поэтому исследование закономерностей формирования КД и их эволюционных изменений в циклах солнечной активности важно и для понимания физики процессов, происходящих на Солнце, и для прогнозирования космической погоды и геомагнитной активности. Структура крупномасштабных магнитных полей играет важную роль в организации глобальной солнечной активности [7]. Целью данной работы является рассмотрение на основе синоптических и ежедневных данных магнитных полей и КД в линии HeI 10830 Å наземных и космических обсерваторий Китт Пик, WSO и SOHO, закономерностей формирования и динамики КД на фазе роста 23 цикла.

Эволюционные изменения глобального магнитного поля и КД

Глобальное магнитное поле (ГМП) Солнца эволюционирует в циклах солнечной активности, и это отражается в динамике КД [2–4, 6, 8, 10]. В минимуме характерна зональная структура, а с ростом активности, в максимуме и на фазах спада, доминирует секторная структура ГМП [2].

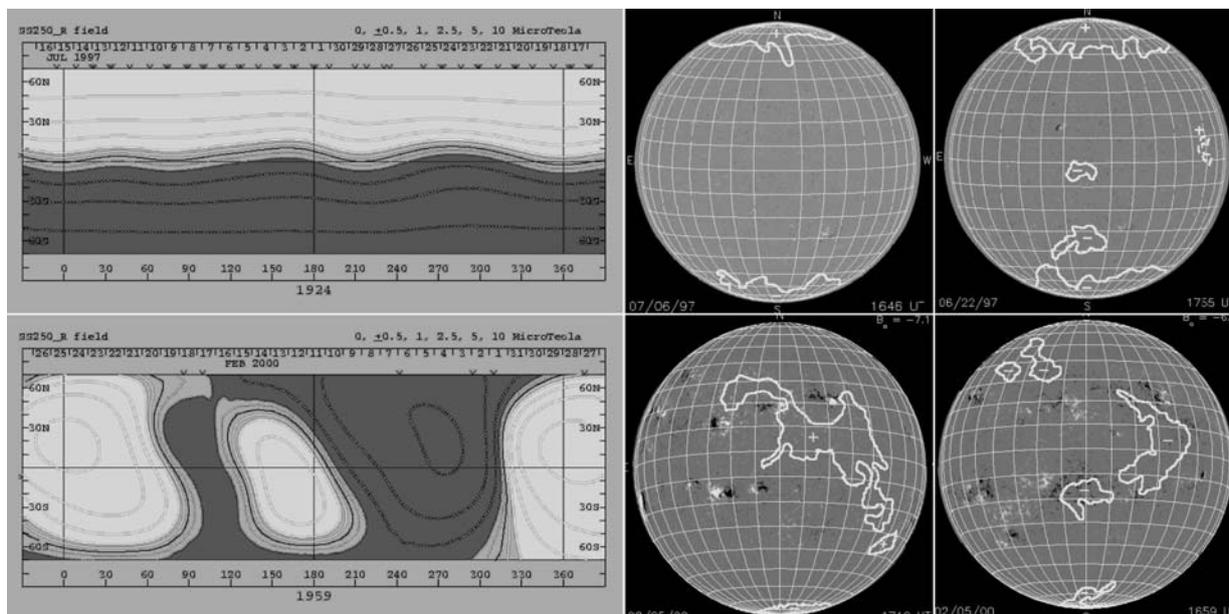


Рис. 1.

На рис. 1 показаны: слева – распределения ГМП рассчитанного в потенциальном приближении [1, 5] на поверхности источника ($2,5 R_s$) для 1924 и 1959 Кэррингтоновских оборотов (КО), а справа – совмещенные изображения ежедневных данных фотосферных магнитных полей и КД обсерватории Китт Пик для тех же КО для долготных интервалов $0^\circ-180^\circ$ и $180^\circ-360^\circ$ соответственно. Видно, что при зональной структуре ГМП (верхний ряд) наблюдаются большие КД на полюсах. Часто они имеют протяженные по широте отростки в область низких широт. Иногда эти отростки отсоединяются от полярных КД и формируют отдельные КД в той же полусфере в областях фотосферных магнитных полей той же полярности, что и магнитные поля соответствующего полюса Солнца.

Зональная структура ГМП, несмотря на кратковременные возмущения, в целом, остается стабильной на протяжении ее доминирования в минимуме цикла. С ростом солнечной активности начинает доминировать секторная структура ГМП [2]. Полярные КД резко уменьшаются, исчезая совсем к максимуму цикла, и появляются вновь уже после смены знака ГМП. Не полярные КД, соответствующие фотосферным магнитным полям одной полярности, начинают формировать протяженные широтно-долготные КД, отражая распределение ГМП (рис. 1, нижний ряд).

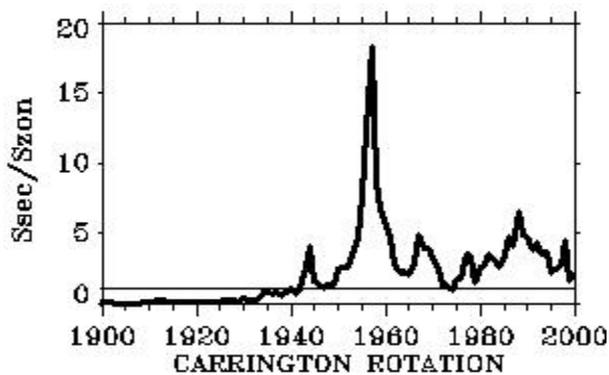


Рис. 2.

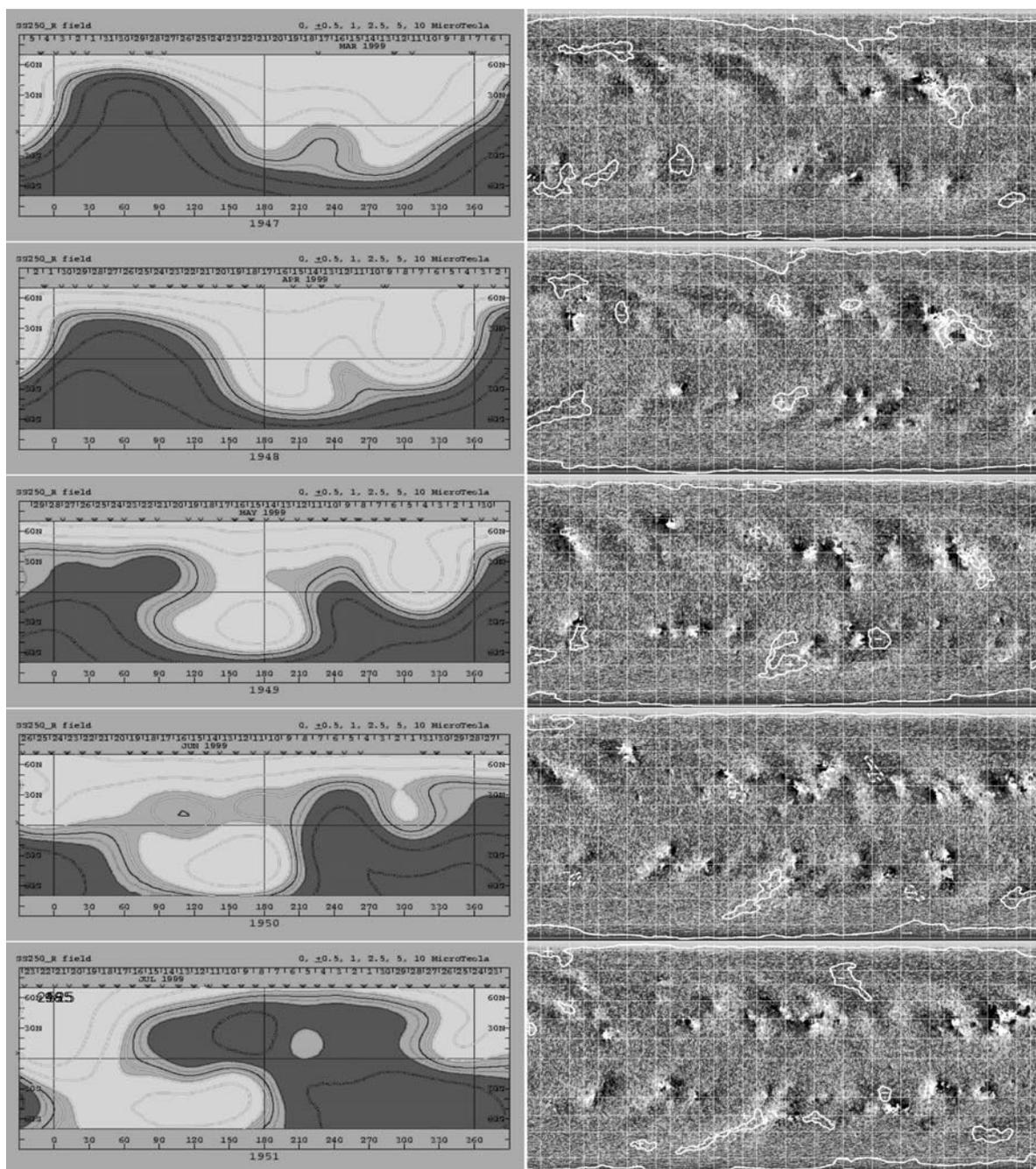


Рис. 3.

На рис. 2 показано изменение соотношения суммы секторных и зональных гармоник сферического разложения ГМП на фазе роста 23 цикла. Рост вклада секторных структур начинается в конце 1997 г., а с конца 1999 г. секторная структура ГМП доминирует. В отличие от зональной, секторная структура ГМП не является устойчивой, а претерпевает резкие изменения, отражающиеся в широтно-долготном перераспределении положительных и отрицательных магнитных полей. На рис. 3 показан период с 1947 по 1951 КО когда произошла реорганизация ГМП. Слева показаны распределения ГМП на поверхности источника, а справа – совмещенные синоптические данные магнитных полей (SOHO/MDI) и КД (Китт Пик). В КО 1947 на долготах 0° – 140° доминировало отрицательное ГМП и КД формировались в областях отрицательных фотосферных магнитных полей, а на долготах 150° – 360° – положительные и КД формировались в областях положительных фотосферных магнитных полей. В 1948–1950 КО произошла реорганизация ГМП и к КО 1951 распределение магнитных полей ГМП изменилось на противоположное. Также и КД к 1951 КО стали формироваться на долготах 0° – 150° в областях положительных фотосферных магнитных полей, а на долготах 160° – 360° – отрицательных. Сопоставление с изменением магнитных полей активных областей (АО) показало, что для ряда КД, наблюдавшихся в этот период, эти изменения не связаны с появлением или диссипацией конкретных АО. Из проведенного исследования можно сделать вывод, что закономерности формирования КД определяются эволюцией ГМП в циклах солнечной активности.

Благодарности. Wilcox Solar Observatory data used in this study were obtained via the web site <http://wso.stanford.edu> at 2018:03:11 01:13:34 PST courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA. NSO/Kitt Peak data used here were produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL. SOHO/MDI data were used. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA.

Литература

1. *Altschuler M.D., Newkirk, G.* // Solar Phys., 1969, 9, 131.
2. *Bilenko I.A.* // Astron. & Astrophys., 2002, 396, 657.
3. *Bilenko I.A., Tavastsherna K.S.* // Solar Phys., 2016, 291, 2329.
4. *Bilenko I.A., Tavastsherna K.S.* // Geomag. & Aeronomy, 2017, 57, 803.
5. *Hoeksema J.T., Scherrer P.H.* // Solar Phys., 1986, 105, 205.
6. *Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.* // Solar Phys., 1999, 188, 245.
7. *Ivanov E.V., Obridko V.N.* // Geomag. & Aeronomy, 2014, 54, 996.
8. *Mogilevsky E.I., Obridko, V.N., Shilova* // Solar Phys., 1997, 176, 107.
9. *Nolte J. T., et al.* // Solar Phys., 1976, 46, 303.
10. *Obridko V.N., Shelting B.D.* // Solar Phys., 1989, 124, 73.
11. *Sheeley, N.R., Harvey, J.W.* // Solar Phys., 1981, 70, 237.
12. *Temmer M. et al.* // Solar Phys., 2007, 241, 371.

СУБ-МИЛЛИМЕТРЫ НА ALMA И МИКРОВОЛНЫ НА РАТАН-600. СОПОСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

Богод В.М., Кальтман Т.И., Лукичева М.А.

Специальная Астрофизическая Обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

SUB-MILLIMETER WAVES ON ALMA AND MICROWAVES AT THE RATAN-600. COMPARISON FOR ACTIVE REGIONS ON THE SUN

Bogod V.M., Kaltman T.I., Loukitcheva M.A.

Special Astrophysical Observatory of RAS, Saint-Petersburg, Russia

Knowledge of temperature and density distributions in the atmosphere of a sunspot is extremely important for understanding the process of energy transfer from the photosphere up to the corona in the presence of strong magnetic fields. Novel data at millimeter and submillimeter wavelengths obtained with the Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA) radiotelescope and regular observations in microwave range with the RATAN-600 provide unique opportunity to conduct the first mapping and to obtain new information. As a part of the ALMA test solar campaign, observations of the active region AR12470 were carried out in December 2015 at wavelengths 1.3 mm and 3 mm. A comparison of these observations with the data from regular microwave observations with the RATAN-600 was carried out. We present here the results obtained from the two instruments and compare them with the models of the sunspot atmosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-63-66

Введение

Пятна представляют собой самые выразительные образования на, в целом, однородных оптических изображениях Солнца. Магнитные поля пятен препятствуют конвективному переносу энергии из-под фотосферы, что делает пятна темными, с температурой до 2000 К ниже, чем в окружающей спокойной фотосфере. Центральная часть пятна (тень пятна), в которой магнитное поле почти строго вертикально, является наиболее темной (холодной). Окружающие тень тонкоструктурные образования с почти горизонтальными магнитными полями (полутень пятна) могут иметь разную яркость: от пониженной яркости тени до яркости спокойного Солнца.

В более высоких атмосферных слоях пятно может выглядеть совершенно иначе: оно может быть неразличимо со спокойным фоном или быть ярче него. Предполагается, что в атмосфере пятна происходит нагрев, связанный с сильным магнитным полем, но механизм этого нагрева и его величина крайне мало изучены. Наблюдения на миллиметровых волнах (ALMA) и сантиметровых (РАТАН), несущие информацию о хромосферных высотах и переходной области к короне, позволяют исследовать эту, мало изученную область атмосферы пятна.

В недавних работах Loukitcheva et al., 2014 [1] и Loukitcheva et al., 2017 [2] были протестированы различные модели атмосферы солнечного пятна, при этом сравнивались мм и субмм яркостные температуры, рассчитанные по моделям, с результатами наблюдений современных интерферометров, таких как Berkeley-Illinois-Maryland Array (BIMA) и Atacama Large Millimeter/Submillimeter Array (ALMA). Возможность наблюдений Солнца на интерферометре ALMA, представляющем собой уникальный современный инструмент с пространственным разрешением до долей угловых секунд, появилась только лишь в 2017 г. Для предварительного исследования тепловой структуры хромосферы солнечного пятна и сравнения с модельными предсказаниями мы использовали более ранние наблюдения, полученные в рамках тестовой компании солнечных наблюдений в 2015 г на волнах 1 мм и 3 мм.

Совместный анализ наблюдений АО 12740, полученных на ALMA и РАТАН-600

Наблюдения активной области АО 12740 были выполнены 16 и 18 декабря 2016 года с использованием двадцати двух 12-метровых антенн и девяти 7-метровых в наиболее компактной конфигурации интерферометра ALMA с максимальной длиной базы 450 м, на двух длинах волн – 3 (Band 3) и 1.3 (Band 6) мм. Впервые высокое разрешение мм наблюдений (4.9×2.2 угл. сек на 3 мм и 2.4×0.9 угл. сек на 1.3 мм, соответственно) позволило

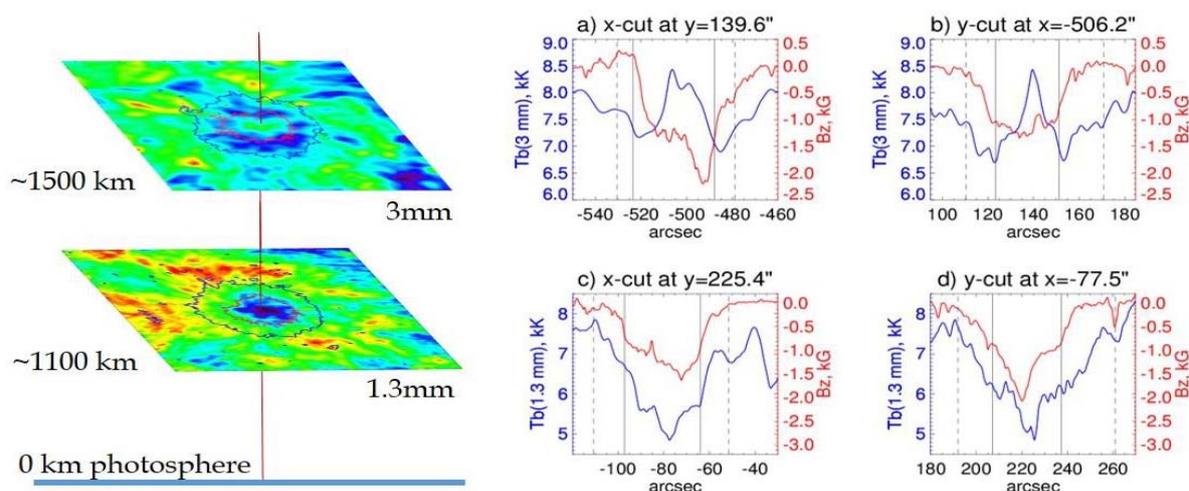


Рис. 1. Слева: карты AR12470, полученные на ALMA на волнах 3 и 1.3 мм, 16.12.2015 и 18.12.2015, соответственно. Справа: наблюдаемые профили радиояркостности (синий) и продольной компоненты фотосферного магнитного поля по данным SDO/HMI (красный) для горизонтального (а), (с) и вертикального (b), (d) профилей солнечного пятна на 3 и 1.3 мм, соответственно. Сплошными и штриховыми линиями обозначены границы тени и полутени пятна.

разрешить пространственную структуру пятен на высотах нижней и средней хромосферы, где генерируется излучения на волнах 1.3 и 3 мм, и обна-

ружить уярчение в тени пятна на волне 3 мм, не наблюдавшееся ранее, и потемнение в центре тени пятна на волне 1 мм. Таким образом, было обнаружено, что структура тени пятна кардинально отличается на волнах 1 и 3 мм, в то время как полутень имеет подобное строение на этих двух волнах (рис. 1).

На рис. 2 слева представлены многоволновые наблюдения на РАТАН-600 на многих волнах в диапазоне 1.82 см-2.22 см в e-mode (сплошные линии) и в o-mode (пунктиром) над и под пунктиром спокойного Солнца соответственно. Справа, представлен более широкий спектр (8-17 ГГц) NOAA 12470. Интерполяция спектров на ось абсцисс дает значения корональных полей на этих модах. На высоких частотах температура излучения o-mode дает информацию о потоке излучения и температуре хромосферы.

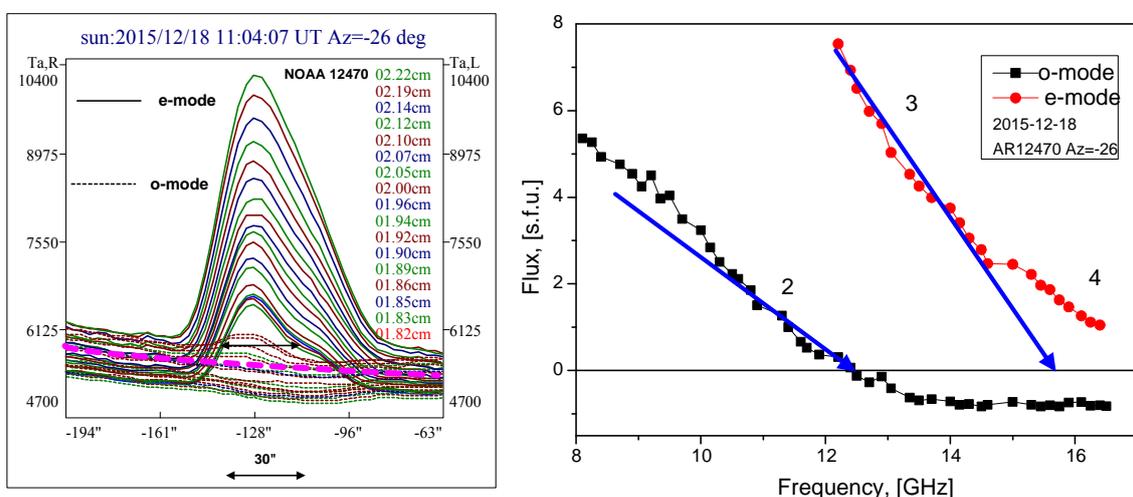


Рис. 2. Слева: одномерные сканы, полученные для AO12470 на РАТАН-600 в необыкновенной (e-mode, корональные высоты) и обыкновенной (o-mode, уровни верхней хромосферы) модах. Справа: соответствующие им микроволновые спектры.

В недавно опубликованной работе Stupishin et al., 2018 [3] спектрально-поляризационные наблюдения трех солнечных пятен на РАТАН-600 в диапазоне частот 3-18 ГГц, дополненные экстраполяциями фотосферного магнитного поля в корону и расчетами радиоизлучения, были использованы для восстановления хода температуры в переходной области пятна и дальнейшего сравнения с модельными распределениями. Было надежно определено, что верхняя переходная область находится на высотах 2-2.3 Мм с температурой в нижней короне порядка 1.5-2.5 МК. При этом радиоизлучение коротковолновой части РАТАН-600 [4] несет информацию о верхней хромосфере и нижней переходной области. Привлечение данных оптического и УФ диапазонов будет способствовать интеграции результатов, полученных в радио диапазоне, в полную картину строения атмосферы солнечного пятна от самых нижних фотосферных слоев до корональных высот. Изучение влияния магнитных полей на перенос энергии явля-

ется задачей не только физики Солнца, но и всей физики звезд, в частности, проблема актуальна для активных карликов с крупномасштабными магнитными полями, сопоставимыми с полями солнечных пятен.

Благодарности

Работа выполнена в рамках Государственного задания: №АААА-А17-117011810013-4, при частичной поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проекты № 16-02-00749 и 18-02-00045.

Литература

1. *Loukitcheva M., Solanki S.K., White S.* The chromosphere above sunspots at millimeter wavelengths // 2014, *Astronomy & Astrophysics*, 561, 133-141.
<https://doi.org/10.1051/0004-6361/201321321>
2. *Loukitcheva, M.; Iwai, K.; Solanki, S.K.; White, S.M.; Shimojo, M.* Solar ALMA observations: constraining the chromosphere above sunspots // *Astrophysical Journal*, 2017, 850, 35.
3. *Stupishin A.G. et al.* // *Solar Physics*, 2018, V. 293, I. 1, article id. 13, 15.
не используются, но возможны:
4. *Bogod V.M.* // *Astrophysical Bulletin*, 2011, V. 66, I. 2, 190-204.

ЦИКЛЫ ЗВЁЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА И БОЛЕЕ ХОЛОДНЫХ КАРЛИКОВ

Бондарь Н.И.¹, Кацова М.М.², Лившиц М.А.³

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

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

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

CYCLES ON SOLAR-TYPE STARS AND MORE COOL DWARFS

Bondar' N.I.¹, Katsova M.M.², Livshits M.A.³

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

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

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

The features of the development of activity cycles on solar-type stars and fast rotating cool dwarfs are considered for 65 stars, observed on some decades. Cycles with duration of 7–18 years, as comparable to the 11-year solar cycle, are found for about 50% of studied stars. In cooler dwarfs with rotation periods of less than 5 days, cyclic changes in brightness occur on a longer scale, up to 80 years. The greatest level of activity is produced on K dwarfs, their main cycles are long and show the greatest amplitudes. Both old and young solar-type stars show the common tendency to increase the cycle length with decreasing of rotation. On cool dwarfs with $P_{rot} < 5$ days, there is no definite interrelation between the rotation and the cycle duration.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-67-70

Введение

Магнитная активность является общим феноменом G-M карликов, определяющим наблюдаемые виды переменности в разных диапазонах длин волн. Временная шкала переменности составляет от секунд (быстрые вспышки) до десятков лет (циклы активности, подобные солнечному магнитному циклу), а также вековые циклы в сотни и тысячи лет. У Солнца проявления активности в разных слоях атмосферы и солнечном ветре регулируются 11-летним циклом. Развитие циклов магнитной активности определяется скоростью вращения звезды и её внутренним строением. Согласно [1] у G карликов установление циклов начинается с возраста, при котором период вращения звезды достигает 1.1 дня, у K и M карликов – при периодах 3.3 и 7.2 суток соответственно. Звёзды соответствующих спектральных классов, вращающиеся быстрее, находятся в режиме насыщенной активности. Изучение звёздных циклов требует продолжительных

систематических наблюдений. В настоящее время для большинства объектов их длительность составляет 20–30 лет, что позволяет искать циклы не более 10–15 лет.

В данной работе приведены характеристики доминирующих циклов (циклов с максимальной амплитудой), полученные для 65 звёзд по многолетним спектральным и фотометрическим данным. Рассмотрены особенности связи между длительностью циклов и периодами вращения у звёзд солнечного типа и холодных карликов.

Длительности и амплитуды циклов

У карликов разных спектральных классов и разного возраста циклы активности могут составлять от нескольких лет до нескольких десятков лет. Наиболее надёжно определены циклы для 29 звёзд НК–проекта по 36-летним наблюдениям хромосферной активности [2]. Для 36 звёзд исследования циклов выполнены по фотометрическим рядам, включающим в том числе и фотографические измерения с начала прошлого века [3–7]. Для 10 звёзд мы расширили интервал исследования до 2018 года, дополнив полученные ранее ряды данными из фотометрических баз *Hipparcos*, *ASAS*, *SuperWASP*, *KWS* [8]. Таким образом, были получены данные о циклах для 65 звёзд (14 G, 28 K и 23 M карлика). У 50% карликов длительность циклов сравнима с солнечным циклом и составляет от 7 лет до 21 года. У быстро вращающихся карликов обнаруживаются длинные циклы, до 80 лет. У 15 звёзд присутствуют только короткие циклы, меньше 7 лет (рис. 1.). У трёх полностью конвективных M-карликов с $P_{\text{rot}} < 5$ дней долговременные изменения блеска имеют непериодический характер. Кривые блеска для ряда звёзд и результаты поиска циклов приведены в [9].

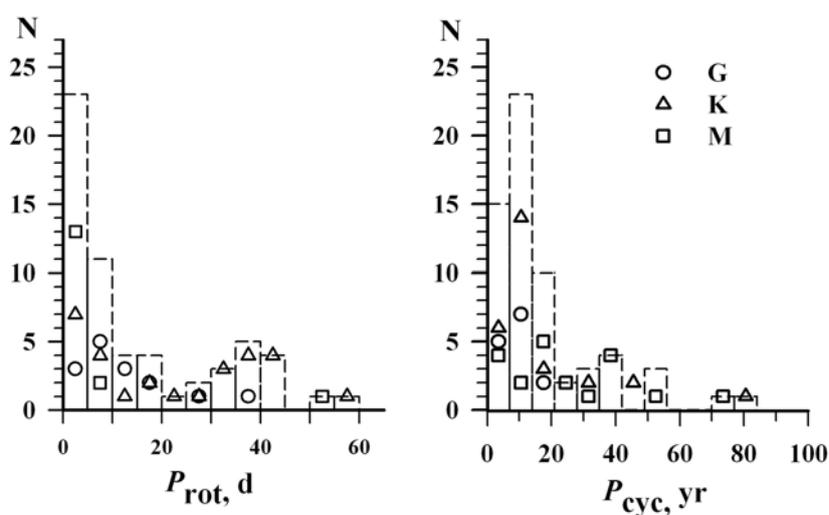


Рис. 1. Распределение исследованных звёзд по длительности циклов и периодам вращения.

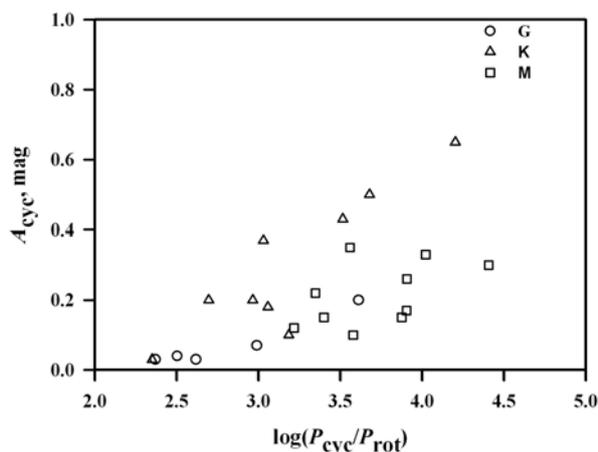


Рис. 2. Связь амплитуды цикла с его длительностью у G-M карликов с разной скоростью вращения.

Особенности развития циклов у G-M карликов

Развитие циклов активности у звёзд солнечного типа во многом зависит от их скорости вращения. У звёзд с $P_{\text{rot}} > 5$ дней длина цикла возрастает при замедлении скорости вращения, причем эта группа неоднородна. У старых звёзд, вращающихся медленнее Солнца, эта тенденция выражена слабее, чем у молодых G и K карликов с $5 < P_{\text{rot}} < 20$ дней, и у них пока не выявлены циклы больше 20–22 лет. Среди молодых K карликов известны звёзды с циклами до 40 лет. Солнце находится между последовательностями старых и молодых звёзд.

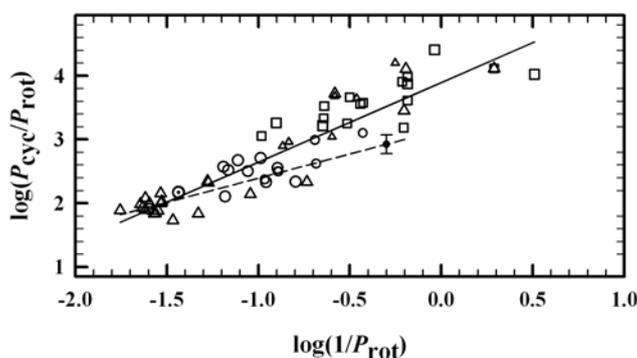


Рис. 3. Связь числа оборотов в цикле и периода вращения у G-M карликов. Спектральные классы звезд обозначены как на рис. 2, соответствующим значком указано положение Солнца. Пояснения даны в тексте.

ми для разных выборок звёзд [11–15]. В [11] для длинных и коротких циклов значение наклона $i \sim 0.77$, что согласуется с [9]. В [13, 14] рассмотрены только M звёзды, их циклы определены по наблюдениям длительностью менее 10 лет. Большие значения i указывают на то, что у более холодных карликов найденная связь ослабевает или отсутствует.

Амплитуда цикла у звёзд солнечного типа не превышает 0.2^m , у быстровращающихся холодных карликов она возрастает до 0.5^m и более, что указывает на значительную площадь активных областей.

Из рис. 2 следует, что K карлики выделяются из любой группы других G-M звёзд высоким уровнем активности по длительности циклов и амплитуде.

У наиболее молодых звёзд с $P_{\text{rot}} < 5$ дней не прослеживается определённой связи между вращением и длиной цикла. Полученная в [10] зависимость между наблюдаемыми параметрами P_{cyc} и P_{rot} и теоретическим числом динамо D ($P_{\text{cyc}}/P_{\text{rot}} \sim D^i$) рассматривалась другими авторами

для разных выборок звёзд [11–15]. В [11] для длинных и коротких циклов значение наклона $i \sim 0.77$, что согласуется с [9]. В [13, 14] рассмотрены только M звёзды, их циклы определены по наблюдениям длительностью менее 10 лет. Большие значения i указывают на то, что у более холодных карликов найденная связь ослабевает или отсутствует.

На рис. 3. показано существенное отличие наклонов линий регрессии при рассмотрении всего массива звёзд (сплошная линия с наклоном $i = 1.25$ (0.068) и звёзд солнечного типа (пунктирная линия, у которой $i = 0.76$ (0.15) согласно [15]).

Однако мы ещё не имеем достаточного числа звёзд с $P_{\text{rot}} < 5$ дней для анализа подобной связи по каждому спектральному классу с учетом периодов вращения.

Заключение

Особенности развития циклов активности рассмотрены у 65 G-M карликов с периодами вращения от долей суток до нескольких десятков дней, исследованных по многолетним рядам наблюдений. У звёзд солнечного типа не найдено циклов более 40 лет, у большинства из них циклы активности составляют от 7 лет до 21 года, т.е. сравнимы с 11-летним солнечным циклом. У быстровращающихся карликов циклы могут достигать 80 лет (V833Tau и V647 Her). У 30% звёзд обнаружены только короткие циклы, менее 7 лет. Для быстровращающихся карликов не наблюдается определенной связи между длиной цикла и периодом вращения, характерной для звёзд периодами вращения больше 5 дней, у которых длина цикла возрастает с замедлением вращения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-00689 и 18-52-06002 Аз_а).

Литература

1. Низамов Б.А., Кацова М.М., Лившиц М.А. // ПАЖ, 2017, 43, 230.
2. Olah K., Kovari Zs., Petrovay K., Soon W., Baliunas S. et al. // Astron. Astrophys., 2016, 590, id.A133, 13 pp
3. Bondar N.I. // Astron. Astrophys. Suppl., 1995, 111, 259.
4. Бондарь Н.И. // АЖ, 2015, 92, 253.
5. Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В. // Астрон. ж., 2017, 94, 240.
6. Бондарь Н.И. // ГАО РАН: Труды, 2017, с. 49.
7. Messina S., Guinan E.F. // Astron. Astrophys., 2002, 393, 225.
8. KWS (Kamogata Kiso Kyoto Wide-field Survey, /kws.cetus-net.org/~maehara/VSdata.py?object).
9. Bondar' N.I. // Astron. Astrophys. Trans., 2018 (в печати).
10. Baliunas S.L., Nesme-Ribes E, Sokoloff D., Soon W.H. // ApJ., 1996, 460, 848.
11. Olah K., Kollath Z., Strassmeier K. G., Granzer T. et al. // Astron. Astrophys., 2009, 501, 703.
12. Кацова М.М., Бондарь Н.И., Лившиц М.А. // Астрон. ж., 2015, 92, 253.
13. Suarez Mascareño A., Rebolo R., González Hernández J.I. // Astron. Astrophys., 2016, 595.
14. Savanov I.S. // Astron. Rep., 2012, 56, 716.
15. Vida K., Olah K., Szabo R. // MNRAS, 2014, 441, 2744.

КЛАССИФИКАЦИЯ ВСПЫШЕК, ОСНОВАННАЯ НА МАКСИМАЛЬНОМ ПОТОКЕ В РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ И ДЛИТЕЛЬНОСТИ ВСПЫШКИ

Бруевич Е.А.

МГУ им. М.В. Ломоносова, ГАИШ, Москва

CLASSIFICATION OF SOLAR FLARES BASED ON THE MAXIMUM FLUX IN SOFT X-RAYS AND ON DURATION OF FLARE

Bruevich E.A.

Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute, Moscow

Solar flare activity is characterized by classification systems, both in optical and X-ray ranges. A new classification of solar flares is proposed – the X-ray index of flare XI, based on measurements of radiation in the range 0.1–0.8 nm on the GOES satellites. The XI index has a clear physical interpretation associated with the total flare energy in the range 0.1–0.8 nm. XI is easily calculated for each flare with use of available GOES data. The XI index can be used to assess flares along with other important geoeffective parameters.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-71-74

Вспышки на Солнце представляют собой комплекс физических явлений в плазме, объединённых в один взаимосвязанный процесс накопления и выделения энергии. Ультрафиолетовое, рентгеновское, гамма-излучение, а также часть инфракрасного и радиоизлучения может регистрироваться только из космоса. В последние годы с развитием космических технологий, и в частности, благодаря регулярному проведению рентгеновских наблюдений Солнца на спутниках серии GOES и в крайнем ультрафиолетовом диапазоне на орбитальной обсерватории SDO, вспышечная активность стала доступнее для анализа. Ультрафиолетовое и рентгеновское излучение вспышек резко увеличивают ионизацию в верхних слоях атмосферы Земли и в ионосфере. Частицы высоких энергий от вспышек, проникая в верхнюю атмосферу Земли, разрушают озоновый слой. Ударные волны и выбросы солнечной плазмы после больших вспышек вызывают сильные возмущения магнитосферы – магнитосферные бури. На ключевую роль процесса образования предвспышечного токового слоя в короне в окрестности особой линии магнитного поля обратили внимание Сомов и Сыроватский [1]. Токовый слой представляет собой магнитоплазменную структуру, как минимум двухмерную и, как правило, двух масштабную, что позволяет объяснить характерные для вспышки особенности накопления и выделения энергии. В [2] впервые была введена величина, определяющая вспышечный индекс в оптическом диапазоне $Q = it$, пропорциональная полной энергии, излученной вспышкой. В этом соотноше-

нии i представляет собой класс H_{α} -вспышки в специальной шкале, t определяет длительность H_{α} -вспышки в минутах. Величина коэффициента пропорциональности i зависит от класса вспышки. В настоящее время для Q принято обозначение FI (Flare Index) [2, 3]. Величина FI вычисляется ежедневно и корректируется с учетом полного времени наблюдений в течение суток. Архивные данные о величине FI с 1976 по 2014 гг. доступны на сайте NGDC NOAA [4].

Принятая во всем мире система оценок мощности солнечных вспышек по рентгеновскому излучению (классы C, M и X) в настоящее время опирается на измерения потока излучения в SXR (Soft X-ray Emission) – области 0.1–0.8 нм. Самые мощные вспышки по данной классификации – вспышки класса X соответствуют максимальному потоку более 10^{-4} Вт/м² в полосе 0.1–0.8 нм, вспышки рентгеновских классов M1–M9 соответствуют потоку от 10^{-5} Вт/м² до 10^{-4} Вт/м², вспышки рентгеновских классов C1–C9 – от 10^{-6} Вт/м² до 10^{-5} Вт/м².

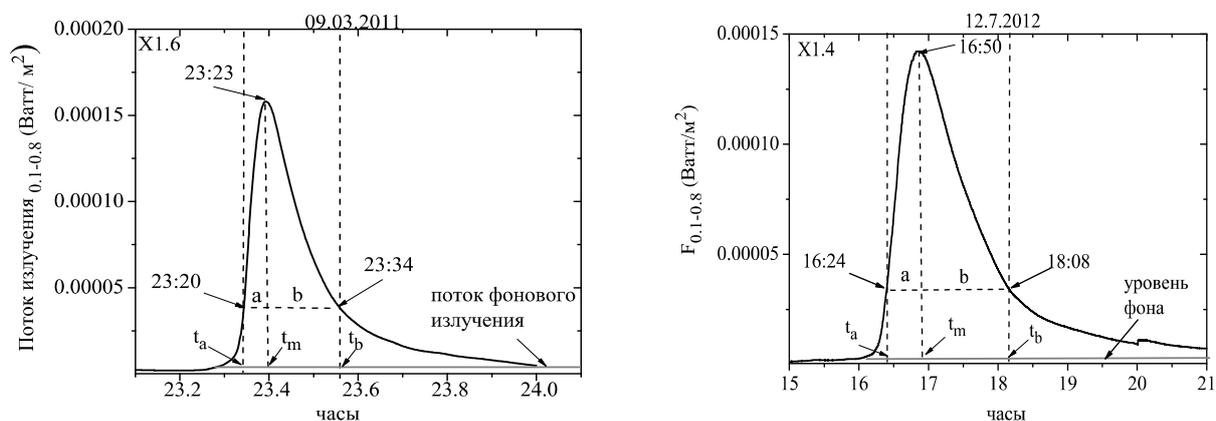


Рис. 1. Вспышка 09.03.11 (X1.6) – слева. Вспышка 12.07.12 (X1.6) – справа. Показаны моменты начала, максимума и четверти потока в максимуме в рентгеновском диапазоне 0.1–0.8 нм.

Что касается рентгеновской классификации, то на примере вспышек 9.03.11 и 12.07.12 (рис. 1) видна ее упрощенность. Эти вспышки имеют примерно одинаковый рентгеновский класс X1.6 и X1.4, однако, их полные энергии, излученные в данном диапазоне, сильно различаются: $E_{0.1-0.8} = 0.15$ Дж/м² для вспышки 9.03.11 класса X1.6 и $E_{0.1-0.8} = 0.75$ Дж/м² для вспышки 12.07.12 класса X1.4 соответственно. Самые мощные вспышки 24 цикла, произошедшие в сентябре 2017 г. подтверждают, что классификация, основанная лишь на величине максимальной амплитуды, не несет полной информации. По данной классификации вспышка 6 сентября 2017 г. класса X9.3 считается мощнее, чем вспышка X8.2 10 сентября 2017 г., произошедшая из той же активной области. На самом деле вспышка X8.2 была намного длительнее, чем вспышка X9.3, фаза спада у нее – более пологая, в итоге – полная энергия $E_{0.1-0.8}$ у вспышки X8.2 оказалась почти на порядок больше (2.52 Дж/м² против 0.35 Дж/м²).

Подчеркнем, что полная энергия $E_{0.1-0.8}$, излученная вспышкой, вычисляется в данной работе путем интегрирования по времени потока $F_{0.1-0.8}(t)$ с учетом величины фонового излучения $F_{\text{background}}$ от начала до окончания вспышки:

$$E_{0.1-0.8} = \int (F_{0.1-0.8}(t) - F_{\text{background}}) dt. \quad (1)$$

Существенная разница в полной энергии вспышек 9.03.11 и 12.07.12 объясняется различием формы кривых блеска и в длительности вспышек.

Для определения нового индекса XI воспользуемся представлением о четверти величины потока в максимуме (FWQM – full width quarter-max). На рис. 1 величина a соответствует времени в минутах, прошедшему от уровня потока в четверть максимального до максимума на фазе подъема, величина b соответствует времени в минутах от максимума до уровня потока в четверть максимального на фазе спада.

Определим величину вспышечного индекса XI как произведение величины потока рентгеновского излучения 0.1–0.8 нм в максимуме вспышки ($\text{Ватт}/\text{м}^2$) на величину длительности вспышки на уровне FWQM (четверти величины потока в максимуме), равную $a + b$ и выраженную в секундах:

$$XI = F_{0.1-0.8}^{\text{max}} \cdot (a + b). \quad (2)$$

Величина XI имеет размерность $\text{Дж}/\text{м}^2$ и примерно равна по величине полной энергии, вычисленной как интеграл под кривой блеска за вычетом фона по формуле (1).

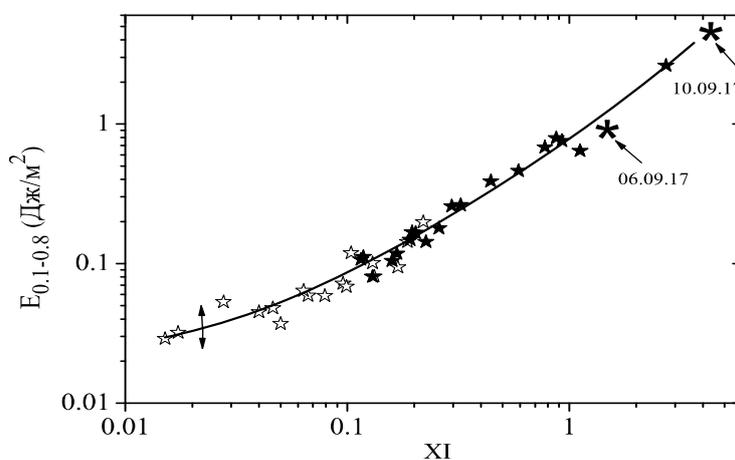


Рис. 2. Зависимость полной энергии вспышки $E_{0.1-0.8}$ от рентгеновского вспышечного индекса XI для 36 вспышек 24 цикла. Вспышки с последующими протонными событиями представлены закрашенными звездочками, вспышки, не сопровождаемые протонными событиями, представлены полыми звездочками. Показана линия квадратичной регрессии и величина стандартного отклонения. Отмечены самые крупные вспышки 24 цикла 06.09.2017 и 10.09.2017.

Взаимосвязь между $E_{0.1-0.8}$ и XI описывается уравнением:

$$E_{0.1-0.8} = 0.0198 + 0.658 \cdot XI + 0.106 \cdot XI^2. \quad (3)$$

Зависимость, представленная на рис. 3, показывает, что вычисление индекса XI может быть полезно для понимания связи между потоками в рентгеновском диапазоне и величиной протонных событий.

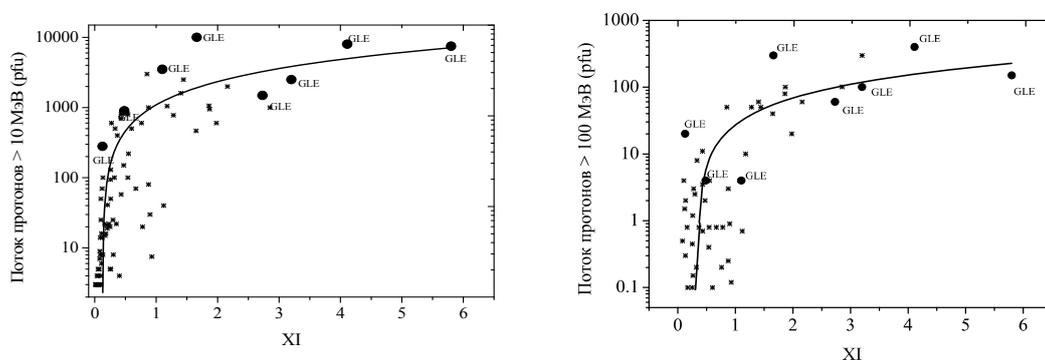


Рис. 3. Зависимость рентгеновского индекса XI для 50 родительских вспышек от величины потоков протонов в диапазоне $E > 10$ МэВ (слева) и $E > 100$ МэВ (справа) в 23 и 24 циклах. Отмечены события, сопровождающиеся GLE.

Выводы

Предложенная в данной работе методика определения рентгеновского индекса вспышек XI по аналогии с оптическим вспышечным индексом FI имеет следующие преимущества:

1. Рентгеновский индекс XI легко вычисляется по формуле (2). Данные о величинах a , b , $F_{0.1-0.8}^{\max}$, $F_{\text{background}}$ доступны на сайте спутников серии GOES с 1978 по настоящее время. Соответственно для каждой вспышки может быть вычислен рентгеновский индекс XI, начиная с 1978 г.

2. Рентгеновский индекс XI является аналогом полной энергии вспышки $E_{0.1-0.8}$, см. (1), связь между XI и $E_{0.1-0.8}$ описывается уравнением (3), в результате чего знание индекса XI дает возможность быстрой оценки важнейшего геоэффективного параметра вспышки $E_{0.1-0.8}$.

3. По величине индекса XI, также как и по величине $E_{0.1-0.8}$, можно определить вспышки с последующими протонными событиями (при условии подходящей для распространения потоков протонов локализации активной области в западной части диска Солнца).

4. Рентгеновский индекс XI, также как и $E_{0.1-0.8}$, является важнейшим геофизическим параметром вспышки, связанный с вариациями солнечных космических лучей и последующим возмущением магнитосферы и ионосферы Земли.

Литература

1. Сомов Б.В., Сыроватский С.И. // УФН, 1976, **120** (4), 217.
2. Kleczek J., Publ. Czech Centr. // Astron. Inst., 1952, No. **22**.
3. Ozgus A., Atac T., Rybak J. // Solar Physics, 2013, **214**, 375.
4. NGDC NOAA: <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/index/flare-index/>

ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО КУФ-ИЗЛУЧЕНИЯ (ВНЕ ВСПЫШЕК) ПО СПУТНИКОВЫМ ДАННЫМ TIMED В 23 ЦИКЛЕ И SDO/EVE В 24 ЦИКЛЕ В ЛИНИЯХ ВОДОРОДА

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

¹*МГУ им. М.В. Ломоносова, ГАИШ, Москва, Россия*

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

VARIATIONS OF SOLAR EUV- RADIATION IN HYDROGEN LINES (OUTSIDE OF FLARES) ACCORDING TO TIMED SATELLITE DATA IN 23 CYCLE AND SDO/EVE DATA IN 24 CYCLE

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

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

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

Variations of EUV-fluxes in four hydrogen lines of Lyman series and variations of the 10.7 cm radio flux ($F_{10.7}$) which characterizes the level of solar activity were studied in cycles 23–24. The relative changes in the yearly averaged intensity of these lines from the maximum to the minimum of 23 and 24 cycles were investigated. It was showed that maxima of fluxes in the lines and the half-widths of the line profiles in the maximum of activity cycles are greater than in the minimum. This indicates on different conditions of these lines' formation in solar chromosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-75-78

Рассмотрены вариации потоков в линиях водорода серии Лаймана в 23–24 циклах. Исследованы линии L_{α} ($\lambda = 121.6$ нм); L_{β} ($\lambda = 102.57$ нм); L_{γ} ($\lambda = 97.25$ нм); L_{δ} ($\lambda = 94.97$ нм), а также поток $F_{10.7}$ для характеристики уровня солнечной активности. Данные о распределении температуры среднего спокойного Солнца и о глубинах образования различных солнечных эмиссий, см. [1], рис. 3. На УФ-область спектра приходится около 1% полной энергии солнечного излучения, но это излучение играет важную роль, поскольку оно полностью поглощается в верхних слоях земной атмосферы [2].

Область (1–120 нм) важна для изучения верхней хромосферы, переходной области и короны. Поток в области 1–120 нм является главным источником ионизации земной ионосферы (областей E и F). Источником ионизации другой области ионосферы (области D) является рентгеновское излучение. Поток в области 0.1–0.8 нм меняется на два-три порядка на протяжении солнечного цикла. В периоды низкой активности Солнца поток рентгена не превосходит 10^{-6} Вт/м², и он не играет большой роли в земных процессах. Ионизация области D в этом случае производится линией L_{α} в верхней ее части и космическими лучами в нижней части ионосферы.

В работе анализируется КУФ-излучение в 23-м и 24-м циклах по измерениям на спутниках: TIMED/SEE и SDO/EVE. Рассмотрены данные TIMED/SEE с 2002 по 2009 гг. (запуск в 2001 г.). Основной задачей эксперимента SEE – изучение энергетических потоков от Солнца, поглощаемых в мезосфере, нижней термосфере и ионосфере (где полностью поглощается излучение с $\lambda < 200$ нм). Вариации УФ-излучения Солнца, возникающие не только в результате вспышек, но и 27-дневного вращения Солнца, а также 11-летнего солнечного цикла, имеет важное значение для модельных исследований атмосферы Земли. Результаты, полученные в нашей работе, показывают, что интенсивность линий при одном и том же уровне солнечной активности значительно отличаются. Линия L_α на 2–3 порядка сильнее остальных линий серии Лаймана.

В 24 цикле активности исследованы данные о потоках в линиях 102.6 нм, 97.3 нм и 95.0 нм. Ежедневные потоки в линиях (вне вспышек) сформированы нами из архивов SDO/EVE (запуск 2010 г.). Данные по линии 121.56 нм соответствуют архивным данным «composite Lyman-alpha», доступные на веб-сайтах LISIRD и SEE <http://lasp.colorado.edu/lisird/> <http://lasp.colorado.edu/home/see/>. Основной задачей эксперимента SDO/EVE является изучение солнечного EUV-излучения и его переменности в 50 линиях и спектральных диапазонах с целью улучшения прогнозирования переменности излучения в крайнем УФ-диапазоне. КУФ-излучение Солнца – основной источник ионизации нейтральных атомов и молекул в атмосфере Земли, формирующий ионосферу. На рис. 1 представлены изменения потоков в линиях водорода в 24 цикле.

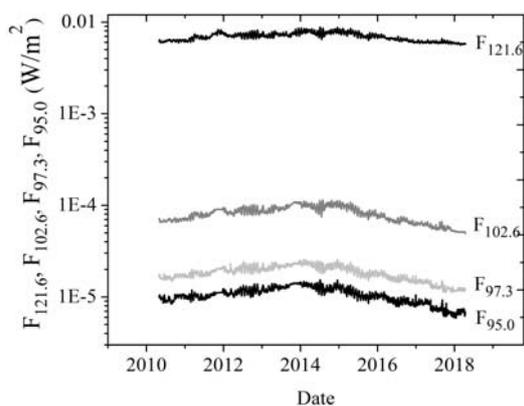


Рис. 1. Вариации излучения Солнца в линиях водорода серии Лаймана в 24 цикле. По оси X – время (годы), по оси Y – поток в Вт/м² в логарифмической шкале. Поток в линии L_α на 2–3 порядка больше потоков в других линиях водорода серии Лаймана.

Интенсивность линий уменьшается с изменением активности от максимума к минимуму по-разному для разных линий. В 23 цикле потоки в L_α (121.6 нм) уменьшается примерно на 40% от величины в максимуме активности, заметнее всего уменьшаются потоки в линии L_β (102.57 нм) примерно на 60%, см. рис. 2а. За единицу принят поток в максимуме 23 цикла (2002 г.). На более коротких временных масштабам (месяц, сутки) эти вариации потоков могут быть и больше. Отметим, что с изменением

солнечной активности изменяется не только интенсивность линии, но и их профили.

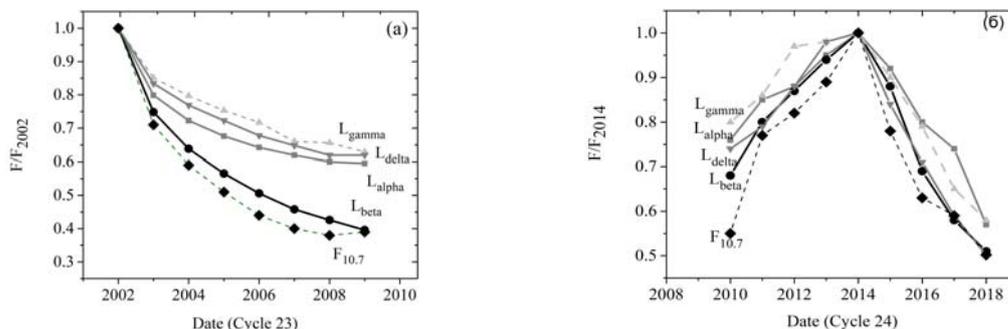


Рис. 2. Относительные изменения среднегодовых потоков в линиях водорода и потока $F_{10.7}$, нормированные к максимумам 23 цикла в 2002 г. (а) и 24 цикла 2014 г. (б).

Максимумы потока и полуширина профилей спектральных линий в максимуме активности больше, чем в минимуме, заметно изменяясь в зависимости от фазы цикла. Бленды L_γ и L_δ – линии иона углерода CIII и иона кремния SiIX (соответственно) сильнее, чем линии водорода, что свидетельствует о разных уровнях формирования излучения этих линий в солнечной атмосфере. На рис. 2б приведены вариации среднегодовых величин потоков в линиях водорода серии Лаймана в 24 цикле активности. За единицу принят поток в максимуме цикла в 2014 г.

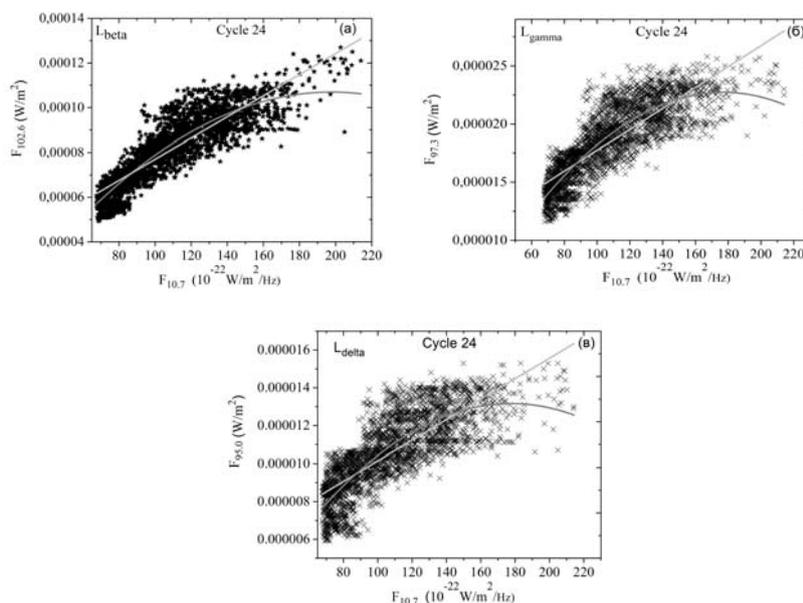


Рис. 3. Зависимости потоков излучения в линиях L_β , L_γ , L_δ от уровня активности Солнца (индекс $F_{10.7}$). Приведены линейная и квадратичная регрессии.

Для 24 цикла нами получены зависимости потоков излучения в линиях L_β , L_γ , L_δ от уровня активности Солнца (индекс $F_{10.7}$), рис. 3. Анализ показал наличие тесной связи излучения в исследуемых линиях

EUV-диапазона с потоком $F_{10.7}$. Коэффициенты корреляции для линейных зависимостей у этих соотношений составляют более 0.8. Это позволяет достаточно точно восстанавливать соответствующие потоки в линиях по величине $F_{10.7}$.

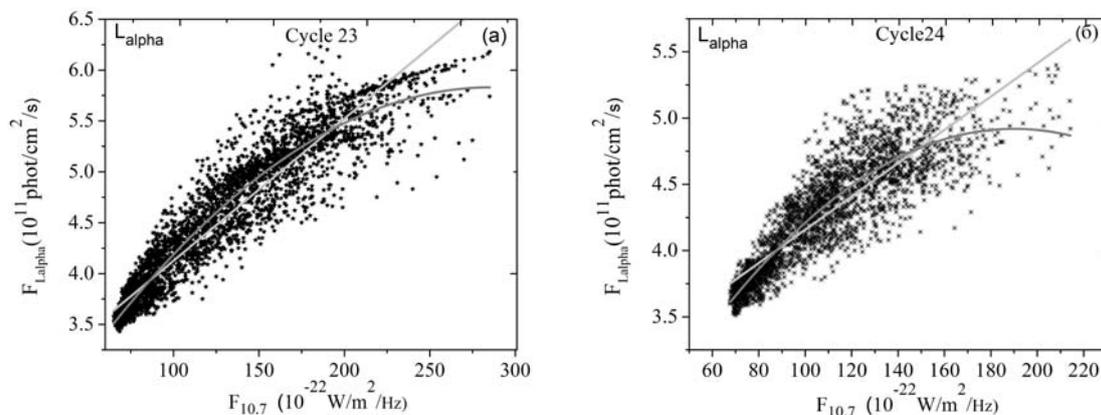


Рис. 4. Зависимости потоков излучения в линиях L_{α} в 23 (а) и 24 (б) циклах от уровня активности Солнца (индекс $F_{10.7}$). Приведены линейная и квадратичная регрессии.

Внеатмосферный поток в линии L_{α} в минимуме активности (в 23 и 24 циклах) составил $3,5 \times 10^{11}$ фотон·см⁻²·сек⁻¹, в максимуме 23 цикла и 24 цикла – 6×10^{11} фотон·см⁻²·сек⁻¹ и 5×10^{11} фотон·см⁻²·сек⁻¹, (соответственно), см. рис. 4 а, б, похожие результаты были получены в работах [3–5].

Выводы

1. Исследования потоков спектральных линий серии Лаймана показали, что линии по разному изменяются в 23–24 циклах. В зависимости от фазы цикла изменяются и максимальные потоки в линиях, и их полуширина.

2. Поток в линии L_{α} в 23 цикле уменьшился примерно на 40% от величины в максимуме активности, а линии в L_{β} примерно на 60%.

3. Поток излучения в L_{α} между солнечным максимумом и минимумом падает примерно в 1.8 раза в 23 цикле и в 1.5 раза в 24 цикле.

Собранные авторами ежедневные данные о прямых измерениях линий водорода позволяют уточнить вариации физических условий в переходном слое для разных фаз солнечного цикла.

Литература

1. *Lean, J.* // Journal of Geophysical Research, 1987, **92**, P. 839.
2. *Видаль-Мадьяр А.* / В кн. Поток энергии Солнца и его изменения – М.: Мир, 1980. – 558 с.
3. *Дышлевский С.В., Беликов Ю.Е.* // Гелиогеофизические исследования, 2018, **17**, С. 64.
4. *Kockarts G.* // Annales Geophysicae, 2002, **20**, P. 585.
5. *Tobiska K.W., Woods T. et al.* // J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 2000, **62**, P. 1233.

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ПОТОКА КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ КАК ИНДИКАТОР И ПРЕДВЕСТНИК АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ В УГОЛЬНЫХ ШАХТАХ

Василенко Т.А.¹, Кириллов А.К.²

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

²*Институт физики горных процессов НАН Украины, Днепр, Украина*

QUASIPERIODIC OSCILLATIONS OF COSMIC RAY FLUX AS INDICATOR AND PREDICTOR OF FAILURE EVENTS IN COAL MINES

Vasilenko T.A.¹, Kirillov A.K.²

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

²*Institute for Physics of Mining Processes of NAS Ukraine, Dnipro, Ukraine*

The paper reports the results of the analysis of the power spectra of the time series of the cosmic-ray flux intensity according to the data of the neutron monitor for the period of May 2–7, 2018 in order to find the relation of the failure events in a coalmine and external factors. The data on the space weather over the period under review demonstrate that fluctuations in the time series of the intensity of galactic cosmic rays reflect their modulation by the processes occurring in the interplanetary space that are observed during the passage of the coronal hole through the center of the visible disk of the Sun. Namely, an acceleration of the solar wind and a change in the polarity of the interplanetary magnetic field were recorded on the day of a rock caving in a mine.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-79-82

Введение

Имеется достаточно исследований, устанавливающих связи солнечной активности с явлениями во всех слоях земной атмосферы, магнитосферы и литосферы. Установлены надежные связи таких событий как солнечные хромосферные вспышки и изменения физических параметров земной атмосферы и литосферы для высокоэнергетических процессов на Солнце. Менее убедительны такие связи, и отсутствуют разработанные физические механизмы для событий на низком энергетическом уровне. Поэтому представляют интерес любые исследования, доказывающие наличие триггерного воздействия солнечной активности на процессы в литосфере [1].

Ранее нами показано наличие таких связей для аварий на угольных шахтах Украины, Польши и Казахстана [2]. Они относятся к событиям, которые классифицируются как внезапные выбросы угля и метана.

Событие на шахте им. Кирова СУЭК относится к другому классу – обрушению. Оно совпало по времени с развитием ряда событий в околоземном пространстве, связанных с проявлением солнечной активности. Ниже приводятся данные и их анализ, основанный на концепции развития

аварийных ситуаций в результате воздействий комплекса внешних факторов, инициированных активными процессами на Солнце.

В минимуме цикла солнечной активности чрезвычайно редко происходят вспышки на Солнце, протонные события высокой мощности. Тем не менее, возможны отклики атмосферы и литосферы Земли на события малой мощности: ускорение солнечного ветра из экваториальных корональных дыр, смена полярности ММП, слабые магнитные бури и суббури. Одним из индикаторов таких событий является изменение потока галактических космических лучей, модулированное потоками солнечного ветра. В последнее время получены свидетельства изменения параметров спектра потока мюонов, регистрируемых на станциях космических лучей [3] во время мощных солнечных вспышек. Использование такого подхода при анализе аварий на угольных шахтах было продемонстрировано нами ранее [2].

Обрушение в шахте им. С.М. Кирова

В апреле 2018 г. при регистрации импульсов электромагнитного излучения с помощью комплекса геофизической аппаратуры ANGEL-M [4] при прохождении Вентиляционной печи лавы 2462 угольного пласта Болдыревский (Кузнецкий угольный бассейн) 26 апреля 2018 г. было зафиксировано изменение амплитуды сигнала приемником, что свидетельствовало об изменении свойств горных пород. Согласно измерениям ЕЭМИ (естественной электромагнитной эмиссии) в этой области амплитуда сигнала достигала минимальных значений для X – компоненты, а показатель B , характеризующий наклон спектра мощности, был максимальным при прохождении вдоль вентиляционной печи. Предположение о расположении в этой области зоны ослабленной трещиноватой породы подтвердилось дальнейшими событиями. В ночь на 5 мая произошло обрушение без каких-либо дополнительных воздействий на угольный пласт и завал выработки на отрезке с отметкой от 320 м до монтажной камеры (длина обрушения 120 м).

Метод исследования

Основная идея метода исследования заключается в анализе изменения спектра мощности флуктуаций потока нейтронной компоненты вторичных космических лучей, регистрируемых на нейтронном мониторе в Oulu (Финляндия) в дни, близкие к событию 5 мая 2018 г. Анализировались спектральные компоненты спектров за 2–7 мая, исправленные за вариации атмосферного давления.

Данные, полученные с интервалом 1 мин., были разбиты по суткам от 0 час 00 мин по 23 час 59 мин UTC. При построении амплитудных спектров использовали метод БПФ с окном Хэмминга. После построения спектра вычисляли его среднее значение и среднеквадратическое отклонение

от среднего – σ . Спектральные компоненты в суточных спектрах считали значимыми, если его мощность превышала среднее значение на 3σ . Аналогичный подход использовали для исходных спектров, а также сглаженных скользящими средними по пяти точкам. Тем самым определяли наиболее значимые спектральные компоненты, превышающие флуктуации шума.

Анализ вариаций квазипериодических компонент

Наиболее мощные квазипериодические колебания **2 мая** в спектре космических лучей наблюдались в интервале 2–8 мин (рис. 1.) Однако после сглаживания данных из семи значимых компонент остались только три, имеющие периоды 7.6; 6.1; 3.4 мин.

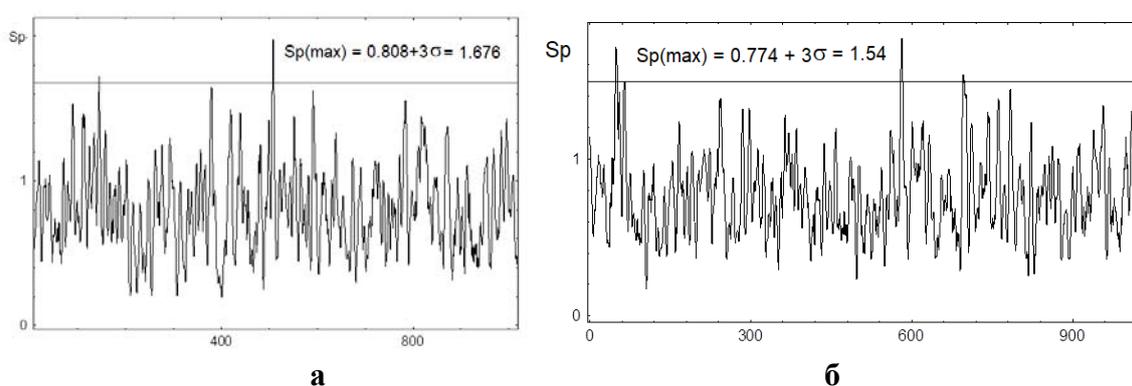


Рис. 1. Спектры мощности 2 мая (а) и 7 мая (б).
По горизонтальной оси указаны номера гармоник.

Накануне события **5 мая** в шахте наблюдалось увеличение значимых периодов. Согласно исходным временным рядам **4 мая** появились компоненты с периодами 18.1 и 14.4 мин. Сглаживание данных привело к тому, что значимой из них осталась только одна компонента спектра с периодом 14.1 мин. Наиболее высокий пик в сглаженном спектре соответствует компоненте с периодом 4 мин.

5 мая наиболее мощные компоненты в спектре колебаний потока космических лучей преобладали в области периодов 5–9 мин. Самая мощная из них имела период 8.9 мин. Вместе с ней в сглаженном спектре сохранили значимость периоды 7.3 и 6.4 мин.

На следующий день (**6 мая**) после события в шахте в спектре колебаний потока космических лучей произошли существенные изменения. Хотя в исходном спектре были выделены четыре гармоники колебаний в области периодов 5–10 мин, после сглаживания все они оказались ниже уровня шумов и не являлись значимыми.

На вторые сутки (**7 мая**) после обрушения в шахте восстановились колебательные процессы в потоке космических лучей в интервале периодов 3–8 мин, превышающие уровень значимости. Однако появились более низкочастотные квазипериодические колебания с периодом 41 мин в ис-

ходном временном ряду. Статистически значимым оказался и период 31 мин в сглаженном спектре (рис. 1б).

Данные о космической погоде

Состояние солнечной и геомагнитной активности за период 4–9 мая характеризовалось как возмущенное (рис. 2а) согласно данным Центра прогноза космической погоды в Боулдере и ИЗМИРАН. Именно 5 мая произошла смена полярности ММП (+/-). Зарегистрирована умеренная магнитная буря длительностью 15 час с 5 на 6 мая, которая явилась результатом высокоскоростного потока солнечного ветра от транс-экваториальной корональной дыры, достигшего орбиты Земли вместе с секторной границей ММП (рис. 2б).

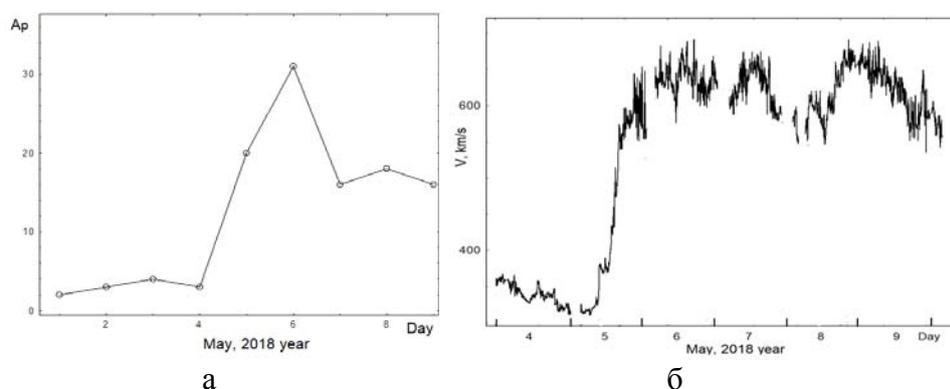


Рис. 2.
а – Геомагнитная активность (индекс A_p) 1–9 мая 2018 г.;
б – Скорость солнечного ветра по данным ACE 4–9 мая 2018 г.

Выводы

Из данных о состоянии космической погоды за рассматриваемый период времени следует, что флуктуации временных рядов интенсивности галактических космических лучей отражают их модуляцию процессами, происходящими в межпланетном пространстве, которые наблюдались при прохождении корональной дыры через центр видимого диска Солнца: ускорением потока солнечного ветра и сменой полярности межпланетного магнитного поля. В дни, близкие к моменту обрушения породы в шахте, происходило увеличение периодов колебаний показаний нейтронного монитора, что может служить предвестником аварийных ситуаций в шахтах.

Литература

1. Сычева Н.А. и др. Триггерные эффекты в геосистемах (Москва, 22–24 июня 2010 г.): материалы Всероссийского семинар-совещания / Ин-т динамики геосфер РАН; под ред. В.В. Адушкина, Г.Г. Кочаряна. – М.: ГЕОС. 2010. – С. 326-335.
2. Kirillov A.K., Kirillova N.G. Актуальные проблемы современного естествознания. Материалы 3-й Международной конференции ИНТЕРНАС’2007 22–25 мая, 2007, Калуга, Россия. – Изд. КГПУ им. К.Э. Циолковского, 2007. – С. 93-97.
3. Борог В.В. и др. / Известия РАН. сер. Физическая, 2017, Т. 81, № 2, С. 216-218.
4. Панин С.Ф. и др. / Научные технологии разработки и использования минеральных ресурсов. – Сб. научн. трудов под общ. ред. Фрянова В.Н. 2014. С. 369–376.

ПРОЯВЛЕНИЕ СЖАТИЯ ГЕЛИОСФЕРЫ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ ЧЕРЕЗ МЕЖЗВЁЗДНЫЕ ОБЛАКА

**Васильев Г.И.¹, Константинов² А.Н., Кудрявцев И.В.¹,
Огурцов М.Г.^{1,3}, Остряков В.М.², Павлов А.К.¹, Фролов Д.А.²**

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

²СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

³Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

A MANIFESTATION OF COMPRESSION OF THE HELIOSPHERE WITH THE PASSAGE OF THE SOLAR SYSTEM THROUGH INTERSTELLA CLOUDS

**Vasilyev G.I.¹, Konstantinov² A.N., Koudriavtsev I.V.¹,
Ogurtsov M.G.^{1,3}, Ostryakov V.M.², Pavlov A.K.¹, Frolov D.A.²**

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

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

³Central Astronomical Observatory, at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

We consider the possibility of explaining large ¹⁴C excursion in 5480 BC by the passage of a dense cloud of interstellar gas with small dimensions (10–100 AU) by the Solar System. In this case, the compression of the heliosphere leads to the suppression of the modulating effect of solar activity on the Galactic Cosmic Rays without changing activity of the Sun itself. The features of the reflection of this event in dated natural “archives” accumulating cosmogenic isotopes are discussed. We also propose experiments on the ³He measurements which could support (or reject) this hypothesis.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-83-86

Введение

В атмосфере Земли под действием галактических космических лучей (ГКЛ) возникают ядерные каскады, в которых образуются долгоживущие радиоактивные изотопы ¹⁰Be и ¹⁴C, фиксируемые в природных датированных архивах (кольца деревьев, керны полярных льдов, донные отложения). Поэтому их концентрация в архивах отражает историю потоков ГКЛ за длительный промежуток времени, сравнимый с периодом полураспада этих изотопов. Известно, что в истории Солнца существовали периоды (Маундера, Шперера, Вольфа и др.), когда потоки КЛ и, следовательно, скорость образования изотопов были аномально высоки, что проявлялось в увеличении содержания ¹⁴C в кольцах деревьев. В то же время, недавно были обнаружены периоды повышения концентрации радиоуглерода (например, около 5480 г. до н.э.), когда рост скорости образования ¹⁴C происходил значительно быстрее по сравнению с отмеченными выше аномальными периодами [1]. Это может означать иную природу этих возрастных периодов, связанную, например, с аномальным поведением Солнца [1]. Эксперимен-

тальные зависимости изменения концентрации ^{14}C в древесных кольцах от времени в сравнении с маундеровским периодом [1, 2] приведены на рис. 1.

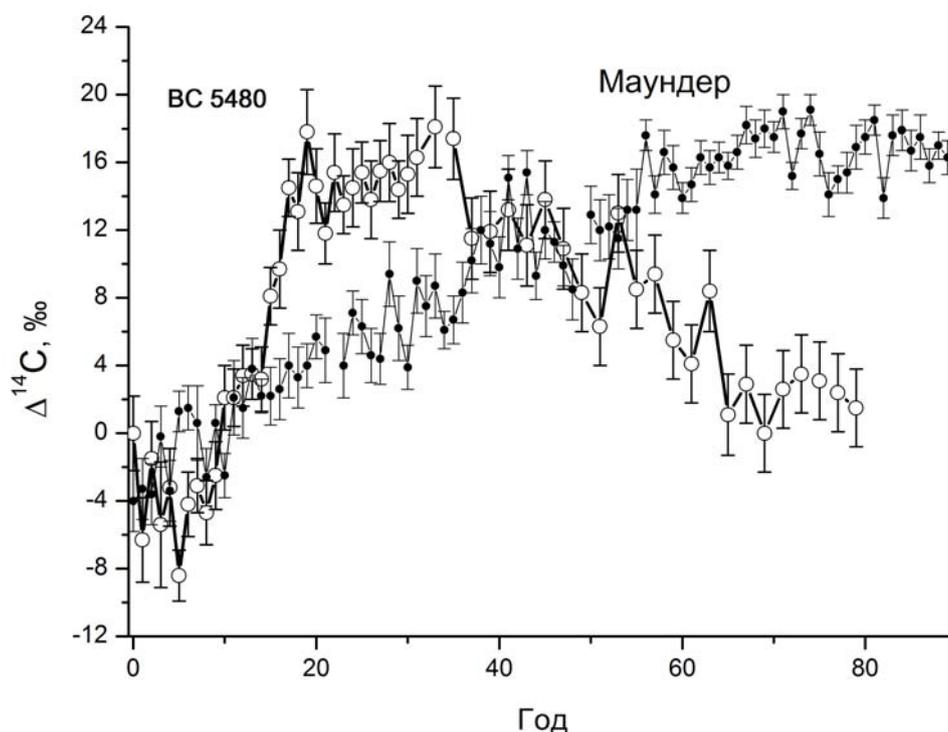


Рис. 1.

Проведённый вейвлет анализ этих экспериментальных данных (после вычитания временного тренда) показал, что 11-летний цикл солнечной активности оставался практически неизменным до и после достижения максимальной скорости. Вариации содержания ^{14}C на плато оказываются незначительными. В настоящей работе рассматривается объяснение этих особенностей прохождением Солнечной системы (СС) через плотное компактное межзвёздное газовое облако (МЗГ).

Восстановление скорости образования ^{14}C в земной атмосфере по измеренным образцам

При сжатии гелиосферы в плотных облаках МЗГ поток и спектр ГКЛ на орбите Земли могут приближаться к локальному межзвёздному (LIS). Для этого размер области модуляции R должен стать меньше длины свободного пробега частиц ГКЛ, L , относительно их взаимодействия с магнитными неоднородностями солнечного ветра. При этом L зависит от гелиоцентрического расстояния и от энергии частиц. Основной вклад в образование рассматриваемых изотопов вносят частицы с энергией в пределах 0.1–10 ГэВ/нукл. Поэтому сжатие области модуляции должно происходить до значений $R < 4$ а.е., что возможно для плотности газа в облаке $n > 100 \text{ см}^{-3}$ [3]. Момент коллапса гелиосферы определяется относительной скоро-

стью движения СС и облака МЗГ. Взаимодействие между ними может происходить только в области эффективной ионизации водорода МЗГ при УФ-ионизации и перезарядке нейтрального водорода на протонах солнечного ветра, которая начинается на гелиоцентрических расстояниях 4–6 а.е. Вновь образованные ионы вовлекаются в потоки солнечного ветра через взаимодействие с его магнитными полями, приводя к его торможению. Для современной скорости столкновения СС с МЗГ ~ 30 км/с время сжатия геосферы в зависимости от градиента плотности МЗГ в облаке и геометрии столкновения может составлять менее 10 лет. Поток ГКЛ при этом будет возрастать с тем же характерным временем.

С помощью пакета GEANT4 нами были выполнены расчеты образования ^{14}C и ^{10}Be в земной атмосфере на высотах 0–130 км в ядерных атмосферных каскадах, вызванных ГКЛ. При этом использовались различные модельные представления LIS для протонов и альфа-частиц. В расчётах учитывалось влияние геомагнитного поля на скорость генерации изотопов. Методика расчёта описана в работе [4]. Кроме модуляции ГКЛ солнечной активностью факторами, влияющими на изменение скорости образования изотопов, являются изменения глобальной температуры, геомагнитного поля, концентрации CO_2 , но они в рассматриваемый период оставались практически неизменными.

Образованный ^{14}C перераспределяется между стратосферой, тропосферой, биосферой, гумусом, верхним и нижним слоями океана. При вычислении скорости генерации ^{14}C , $Q(t)$, (на основе экспериментальных данных) использовалась пятирезервуарная модель углеродного цикла. После вычитания тренда скорости образования изотопа, полученного фурье-фильтрацией, вейвлет-анализ выявил для периода BC 5467–5422 с уровнем доверительной вероятности более 0.95 четыре квази-11-летних цикла продолжительностью 9–15 лет, а для периода BC 5486–5476 – один цикл длительностью ~ 10 лет.

Возможное подтверждение прохождения Солнечной системы через облако межзвездного газа по измерениям ^3He в ледяных ядрах

Прохождение плотных облаков может приводить к значительному захвату нейтрального He атмосферой Земли. Благодаря высокому потенциалу ионизации нейтральные атомы He могут проникать в область < 1 AU до их ионизации УФ-излучением Солнца с вероятностью $\sim 50\%$. Отношение концентраций $^3\text{He}/^4\text{He}$ в современной атмосфере составляет $1.38 \cdot 10^{-6}$, а в межзвёздной среде $3 \cdot 10^{-6}$. Скорость атомов He относительно Земли зависит от направления и скорости движения Солнечной системы относительно межзвездного газа и положения Земли на орбите и составляет 50–100 км/с. Поэтому для изменения отношения $^3\text{He}/^4\text{He}$ в атмосфере на 1% достаточно аккреции He из облака в течение 20–30 лет при плотности газа $100 \text{ ат}/\text{см}^3$. Изменение $^3\text{He}/^4\text{He}$ в атмосфере во времени может быть измерено в газах,

захваченных в ледяные керны Антарктиды и Гренландии. Более быстрая скорость диффузии ^3He при образовании льда по сравнению с ^4He приводит к тому, что $^3\text{He}/^4\text{He} < 1$. В работе [5] выявлены керны со станции Восток с отношением $^3\text{He}/^4\text{He} > 1$, что может говорить о внесении в атмосферу гелия с измененным изотопным отношением относительно обычного.

Выводы

1. Период около ВС 5480 с аномальной скоростью образования ^{14}C может быть объяснен прохождением Солнечной системы через компактное межзвездное облако с плотностью более 100 ат/см^3 с подавлением модуляции ГКЛ из-за сжатия гелиосферы.

2. Циклические процессы на Солнце при этом продолжались без заметных сбоев.

3. Исследование содержания ^3He в образцах полярных льдов этого периода может подтвердить или опровергнуть сделанные выше предположения

4. Необходим поиск подобных периодов в датированных природных архивах.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 18-02-00583 и Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 28.

Литература

1. Miyake F. et al. // PNAS. 2017. L3. P. 881.
2. Stuiver M. // Radiocarbon. 1998. V. 40. P. 1127.
3. Zank G.P., Frisch P.C. // Astrophys. J. 1999. V. 518. P. 965.
4. Pavlov A.K. et al. // J. Atm. Solar-Terrestrial Phys. 2017. V. 164. P. 308.
5. Bender et al. // J. Geophys. Res. 2006. V. 111. D21115.

СОЛНЕЧНЫЙ МОДУЛЯЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ПО ДАННЫМ О КОСМОГЕННЫХ ИЗОТОПАХ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 10 ТЫС. ЛЕТ

Васильев С.С., Дергачев В.А.

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

SOLAR MODULATION POTENTIAL ACCORDING TO DATA ON COSMOGENIC ISOTOPES OVER THE PAST 10 THOUSAND YEARS

Vasiliev S.S., Dergachev V.A.

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

Cosmogenic radioisotopes, such as ^{14}C , ^{10}Be , etc., are formed in the Earth's atmosphere under the influence of galactic cosmic rays. The production rate of cosmogenic radioisotopes depends on the magnitude of the Earth's magnetic field and solar activity. To reconstruct solar activity in the past, we can use data on the magnitude of the Earth's dipole moment, as well as data on the concentration of cosmogenic isotopes from natural archives.

Radiocarbon, fixed by tree rings, forms a chronological sequence (chronology), which can be used to synchronize the series of cosmogenic isotopes ^{10}Be and ^{14}C . Synchronization allows you to specify the age of ice layers for which the concentration of ^{10}Be is measured. As a result of synchronization, a refined chronology for ^{10}Be is obtained (Muscheler et al., 2014).

Solar modulation potential (SMP) is a measure of solar activity. The relationship between the SMP, the magnitude of the Earth's dipole moment and the production rate of ^{10}Be was studied earlier in Kovaltsov and Usoskin (2010). To calculate the solar modulation potential for the last 10 thousand years, we used the synchronized sequence for ^{10}Be (Muscheler et al. 2014) data on the Earth's dipole moment (Constable et al. 2016) and the model of Kovaltsov and Usoskin (2010). The data for the last 10 thousand years were considered. The analysis of the obtained SMP series showed the presence of cycles of length 210 (Suess or de Vries cycle) and 700 years. The presence of Hallstatt cycle (2300-year cycle) in the SMP is not detected. The results of the studies contradict the notion that the Hallstatt cycle is of solar origin.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-87-90

1. Синхронизация данных по ^{10}Be с $\Delta^{14}\text{C}$ данными

На скорость образования космогенных изотопов влияет величина солнечной активности, а также интенсивность магнитного поля Земли. Быстрые или значительные изменения этих величин отражаются в скорости образования космогенных изотопов.

При синхронизации рядов по ^{10}Be с рядами концентраций радиоуглерода ($\Delta^{14}\text{C}$) в данных находят изменения большой величины (выбросы). Важно, чтобы эти изменения вызывались одинаковым воздействием, например, вариациями солнечной активности или изменениями магнитного поля Земли. В данном случае для синхронизации двух рядов были ис-

пользованы выбросы, обусловленные циклом Хальштата (Hallstatt cycle, или 2300–2400-летний цикл), который впервые наблюдался в $\Delta^{14}\text{C}$ данных. Процесс синхронизации демонстрируется на рис. 1. В классическую временную шкалу [1], описывающую зависимость возраста образца от глубины в керне ледника, для ^{10}Be внесены поправки с целью синхронизировать даты выбросов в двух рядах.

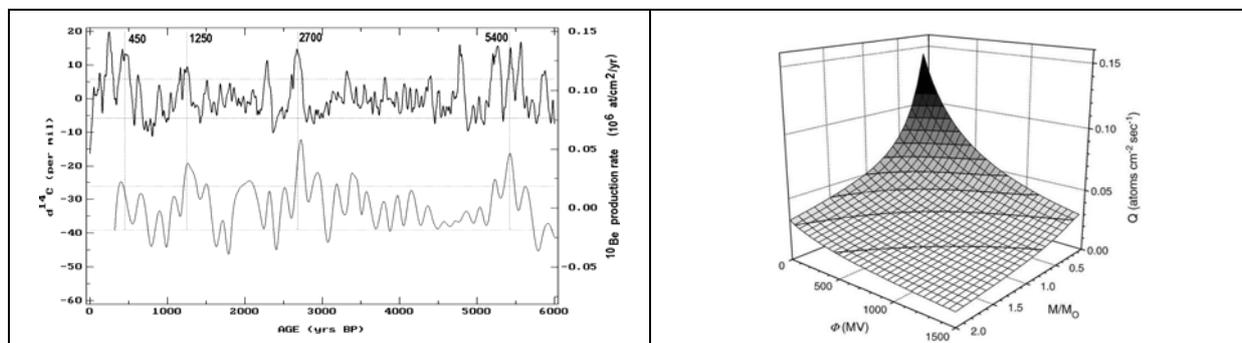


Рис. 1. Сравнение данных по радиоуглероду и ^{10}Be за последние ~ 6000 лет. Верхняя кривая – данные по относительной концентрации радиоуглерода в единицах per mil, нижняя кривая – данные по скорости образования ^{10}Be в единицах $10^6 \text{ atoms/cm}^2/\text{yr}$.

Рис. 2. Глобальная скорость образования ^{10}Be ($\text{atoms cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$) по вертикали как функция солнечного модуляционного потенциала ϕ и величины магнитного дипольного момента Земли [2] в относительных единицах.

2. Солнечный модуляционный потенциал

Солнечный модуляционный потенциал (СМП) может быть вычислен по известным зависимостям скорости образования космогенного изотопа ^{10}Be от времени и значениям дипольного момента Земли в те же моменты времени. Схема вычисления следует из рис. 2. Для вычисления солнечного модуляционного потенциала S проводится двумерная интерполяция: $S(t) = F(Q(t), M(t))$, где через Q обозначена скорость образования ^{10}Be , а через M – значение дипольного момента. Функция F соответствует модели [2] (см. рис. 2).

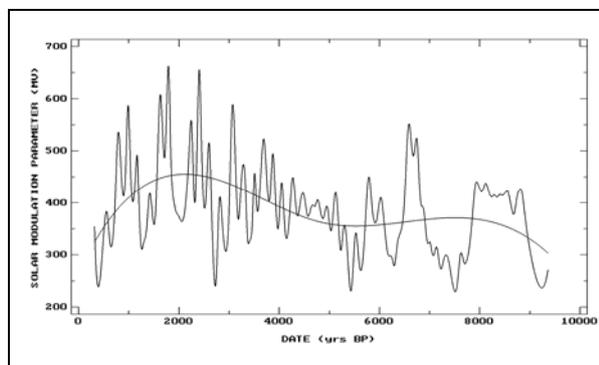


Рис. 3. Солнечный модуляционный потенциал. Плавной кривой обозначен тренд.

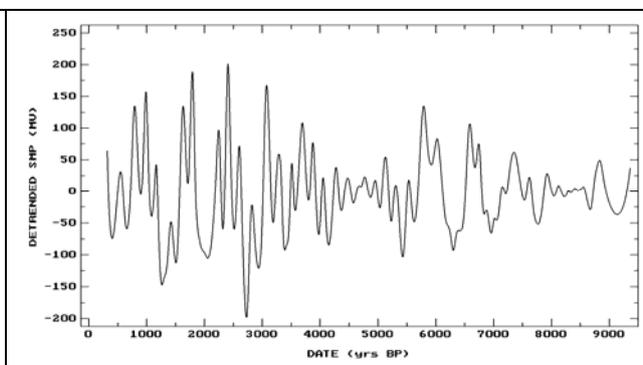


Рис. 4. Солнечный модуляционный потенциал после удаления долговременного тренда.

В работе для вычисления СМП использовались данные по ^{10}Be (GRIP) за 9.5 тыс. лет, синхронизированные с рядом по $\Delta^{14}\text{C}$ [3], а также данные по магнитному дипольному моменту Земли [4]. Результаты вычисления показаны на рис. 3 и 4.

На первый взгляд, изменения ряда СМП (рис. 3) имеет хаотический характер. Для более детального изучения был проделан спектральный анализ этого ряда. Предварительно был удален долговременный тренд (см. рис. 4). Полученный спектр мощности показан на рис. 5.

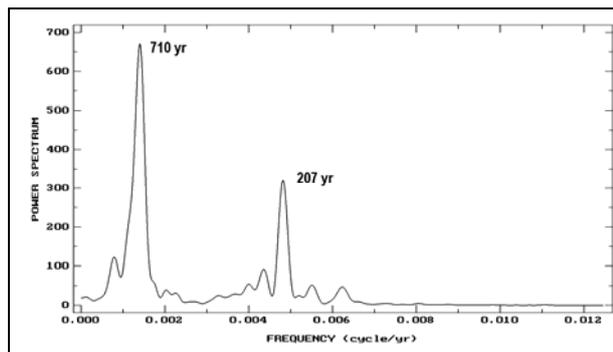


Рис. 5. Спектр мощности солнечного модуляционного потенциала.

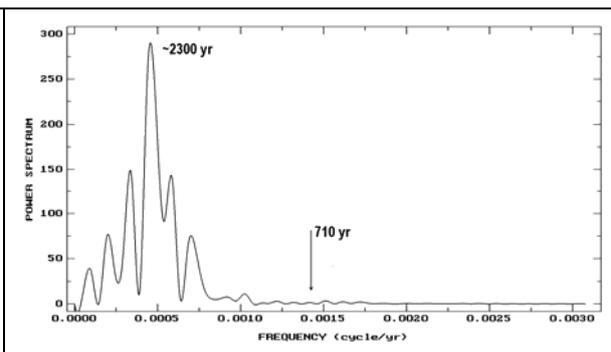


Рис. 6. Спектр мощности данных по дипольному моменту Земли [4].

В спектре наблюдаются две линии, имеющие периоды 710 и 207 лет. 207-летняя линия соответствует циклу Зюсса-де Фриза. 710-летняя линия не наблюдается в данных по солнечной активности. На периодограмме отсутствует линия, период которой ~2300 лет (Hallstatt цикл). Это ставит вопрос о природе 2300-летнего цикла, наблюдаемого в данных космогенных изотопов.

3. Поиск 710-летней периодичности в исходных данных

Рассмотрим периодограмму магнитного дипольного момента (рис. 6). На ней доминирующей особенностью является ~2300-летняя линия, объясняющая Хальштатт-цикл в радиоуглеродных данных [5]. На этой периодограмме отсутствует значимая особенность, соответствующая 710-летней периодичности. Следовательно, вариации дипольного момента не могут являться причиной появления 710-летней линии на периодограмме СМП.

На наш взгляд, наиболее вероятной причиной появления этой линии является миграция магнитного полюса. На рис. 7 показано положение северного магнитного полюса по данным [6]. В течение последних 7000 лет положение полюса смещалось к востоку (на рисунке это соответствует уменьшению параметра AGE). В то же время происходили флуктуации положения полюса относительно тренда. Для анализа флуктуаций долговременный тренд был удален из данных и проведен спектральный анализ. На периодограмме (рис. 8) обнаружена значимая 710-летняя линия, которую можно соотнести с соответствующей линией в спектре СМП.

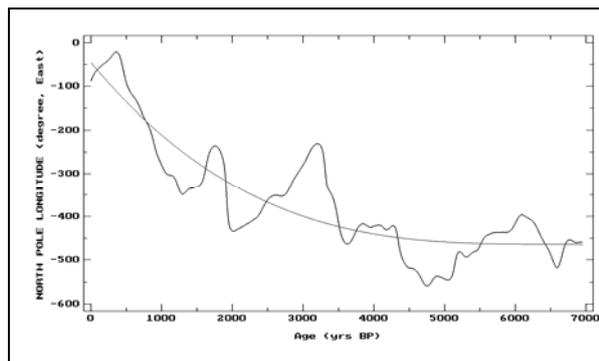


Рис. 7. Дрейф северного магнитного полюса. Долгота отсчитывается в восточном направлении.

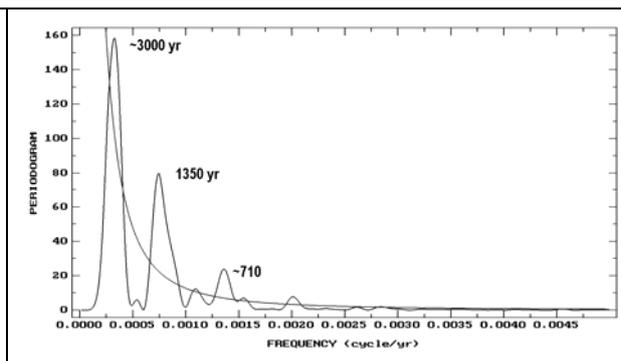


Рис. 8. Периодограмма флуктуаций долготы северного магнитного полюса. На периодограмме заметна 710-летняя линия.

Итоги

Данные по ^{10}Be совместно с данными по дипольному моменту Земли были использованы для вычисления солнечного модуляционного потенциала (СМП).

Проведен спектральный анализ СМП. В спектре найдены циклические компоненты, имеющие период 710 и 207 лет. Циклическая компонента, имеющая период ~ 2300 лет отсутствует.

Наиболее вероятной причиной появления 710-летней линии являются флуктуации наклона магнитного диполя.

Литература

1. *Johnsen, S.J. et al.* // Journal of Geophysical Research. 1997. V. 102. P. 26397-26410.
2. *Kovaltsov, G.A. and Usoskin, I.G.* // Earth and Planetary Science Letters. 2010. V. 291. P. 182–188.
3. *Muscheler, R., Adolphi, F. and Anders Svensson, A.* // Earth and Planetary Science Letters. 2014. 394: 209–215.
4. *Constable, C., Korte, M., Panovska, S.* // Earth and Planetary Science Letters. 2016. V. 453. P. 78–86.
5. *Dergachev, V.A. and Vasiliev, S.S.* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2018. In print.
6. *Korte, M. and Manda, M.* // Planets and Space. 2008. V. 60. P. 937–948.

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

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: AN UPDATE**

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

¹Ioffe Physical-Technical Institute RAS, St. Petersburg, Russia

²Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

In this work we continue studying ~60-year oscillations in the Earth's climate and correlation links between characteristics of the lower atmosphere and solar activity/galactic cosmic ray (SA/GCR) variations. New evidences for a link between sign reversals of SA/GCR effects on troposphere pressure and changes in the regime of large-scale circulation are presented, with the evolution of the main circulation forms according to the Vangengeim-Girs classification being considered both in the Atlantic-Eurasian and Pacific-American sectors. It was shown that the changes of the circulation regime may be due to the transitions between the different states of the stratospheric polar vortex influencing a transfer of solar signal from the stratosphere to the troposphere. The study revealed dominating harmonics with the periods ~80 and ~60 years in variations of total solar irradiance (TSI) according to the Hoyt-Schatten reconstruction updated by Scafetta and Wilson (2014). The results obtained allow suggesting that long-term variations of TSI may be one of possible reasons for a roughly 60-year periodicity in the polar vortex strength influencing large-scale circulation epochs and the character of SA/GCR effects on the lower atmosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-91-94

В наших работах [1–2] было обнаружено, что временная изменчивость корреляционных связей между давлением в тропосфере внетропических широт и числами Вольфа характеризуется четко выраженной ~60-летней периодичностью. Колебания с близкими периодами наблюдаются в целом ряде климатических характеристик (напр., [3–4]) и свидетельствуют об изменениях циркуляционного режима атмосферы. В данной работе продолжено исследование влияния перестроек атмосферной циркуляции на формирование эффектов солнечной активности (СА) и галактических космических лучей (ГКЛ) в развитии внетропических барических систем, а также рассматриваются возможные причины указанных перестроек.

На рис. 1 (левая панель) временной ход коэффициентов корреляции между давлением в тропосфере высокоширотной области ($\varphi \geq 60^\circ\text{N}$) и характеристиками СА/ГКЛ сопоставлен с частотами повторяемости основных форм крупномасштабной циркуляции в Атлантико-Евразийском и Тихоокеано-Американском секторах согласно классификации Вангенгейма-Гирса [5]. Видно, что обращения знака коэффициентов корреляции происходят вблизи переломных точек в развитии практически всех форм циркуляции, при этом знак корреляции зависит от характера развития меридиональных форм С и М1. Повторяемость указанных форм циркуляции обнаруживает ~60-летнюю периодичность, близкую к наблюдаемой во временном ходе коэффициентов корреляции $R(\text{SLP}, S_N)$ (рис. 1, правая панель).

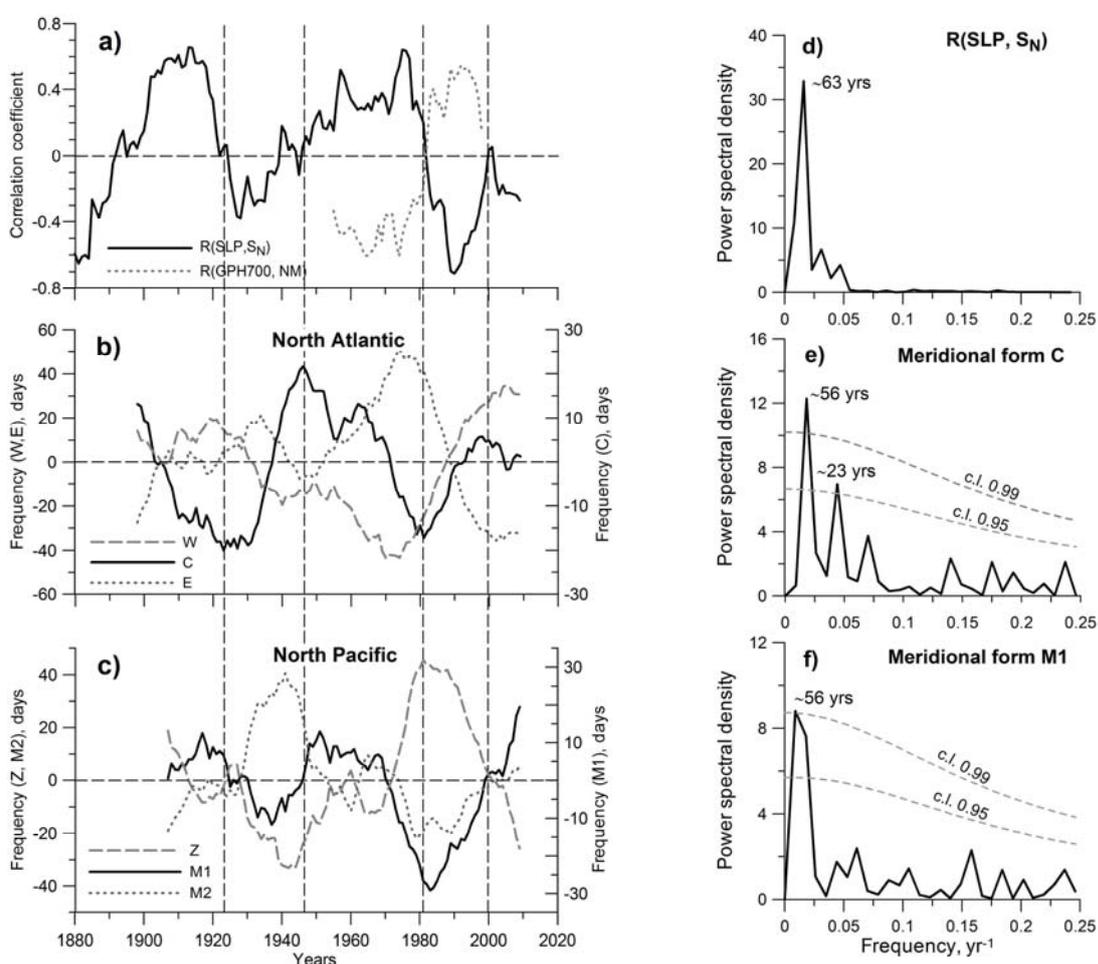


Рис. 1. Слева: а) Коэффициенты корреляции по 15-летним скользящим интервалам между среднегодовыми значениями приземного давления и чисел солнечных пятен [6] $R(\text{SLP}, S_N)$, геопотенциальной высоты уровня 700 гПа и скорости счета нейтронного монитора в Клаймаксе $R(\text{GPH700}, \text{NM})$ в области $\varphi \geq 60^\circ\text{N}$; б) Частоты повторяемости (число дней в году) основных форм циркуляции (15-летние скользящие средние, после вычета трендов) для Атлантико-Евразийского сектора; в) то же для Тихоокеано-Американского сектора. Вертикальными штриховыми линиями показаны моменты обращения знака коэффициентов корреляции. Справа: Спектры Фурье коэффициентов корреляции $R(\text{SLP}, S_N)$ (d), частот повторяемости форм циркуляции С (e) и М1 (f).

Приведенные выше данные подтверждают наличие связи между характером эффектов СА/ГКЛ в вариациях давления (развитии барических систем) и режимом атмосферной циркуляции. Перестройки режима циркуляции, в свою очередь, тесно связаны с изменениями состояния стратосферного циркумполярного вихря (ЦПВ). Для оценки состояния ЦПВ использовались данные реанализа NCEP/NCAR [7] с 1948 г., а также колебания приземных температур и давления в Арктике (Арктическая Осцилляция). Как показывают данные (рис. 2), усиление ЦПВ (понижение приземного давления и потепление в Арктике, обусловленные смещением траекторий циклонов к северу при сильном вихре [8], усиление западных ветров и понижение температуры в стратосфере) имело место в ~1920–1950 и ~1980–2000 гг., тогда как в ~1900–1920 и ~1950–1980 гг. вихрь был ослаблен, что указывает на ~60-летнюю периодичность в вариациях его интенсивности. Поскольку интенсивность ЦПВ влияет на распространение планетарных волн (при скорости зонального ветра выше критической планетарные волны возвращаются обратно в тропосферу), возможной причиной наблюдаемой временной изменчивости эффектов СА/ГКЛ может быть изменение характера взаимодействия тропосферы и стратосферы в зависимости от состояния ЦПВ.

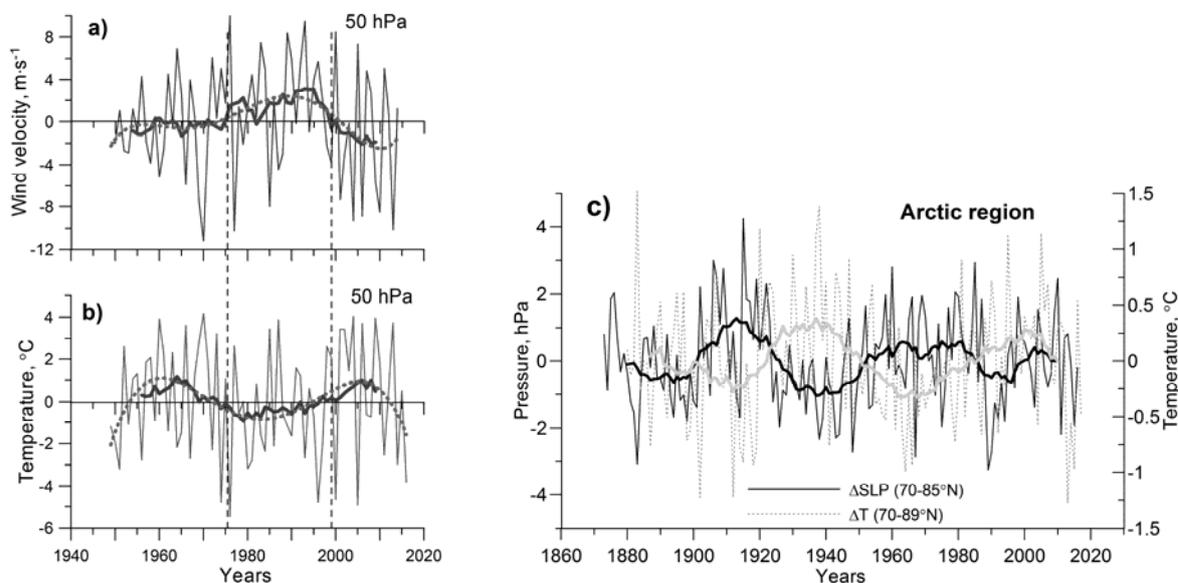


Рис. 2. Слева: Вариации скорости зонального западного ветра в широтном поясе 60–80°N (a) и температуры в области широт 60–90°N (b) на уровне 50 гПа в стратосфере. Справа: c) Колебания среднегодовых значений температуры и давления (после вычета трендов) в Арктике. Толстыми линиями показаны скользящие средние по 15-ти годам.

Одним из возможных энергетических источников изменений состояния ЦПВ и соответствующих перестроек режима циркуляции могут быть изменения интегрального потока солнечной радиации (TSI). На рис. 3 приведены временной ход TSI согласно реконструкции Хойта и Шаттена [9], модифицированной в работе Скафетты и Вильсона [10], локальный

вейвлет-спектр TSI (базис Морле), нормированный на уровень доверия 0.95, и спектр Фурье. Действительно, спектры вариаций TSI обнаруживают статистически значимые доминирующие гармоники с периодами ~80 и ~50–60 лет, при этом последняя наиболее четко выражена с 1700 до 1870 г. и после 1920 г.

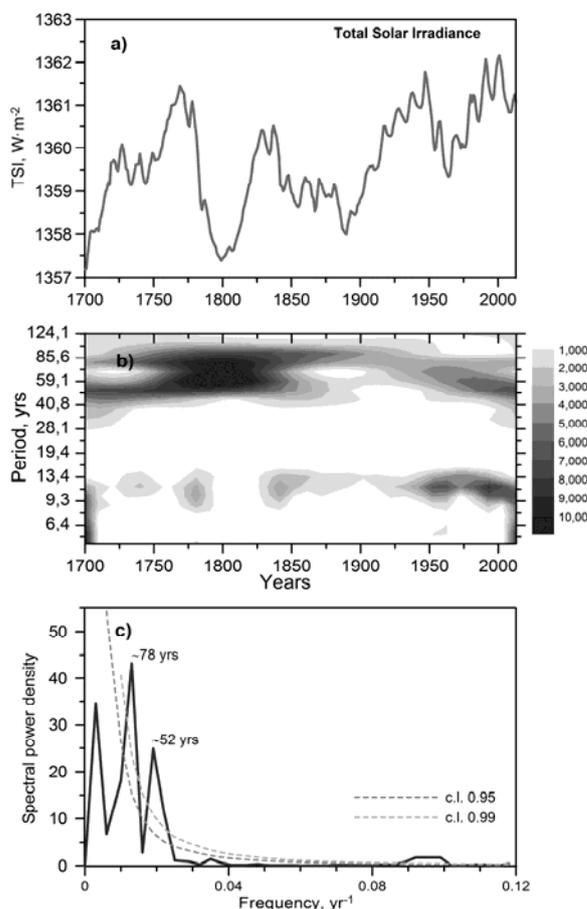


Рис. 3.

а) Долговременные изменения TSI согласно [10];
 б) Локальный вейвлет-спектр TSI (базис Морле) после вычета тренда;
 в) Спектр Фурье TSI.

Полученные результаты подтверждают влияние режима циркуляции и состояния циркумполярного вихря на формирование долговременных эффектов СА/ГКЛ в вариациях давления тропосферы. Возможной причиной ~60-летних колебаний интенсивности вихря могут быть долговременные изменения интегрального потока солнечной радиации.

Литература

1. Веретененко С.В., Огурцов М.Г. // Геомагнетизм и аэрономия, 2012, **52**, 626-638.
2. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv. Space Res., 2012, **49(4)**, 770-783.
3. Minobe S.A. // Geophys. Res. Lett., 1997, **24(6)**, 683-686.
4. Polyakov I.V., Bekryaev R.V., Alekseev G.V. et al. // J. Clim., 2003, **16**, 2067-2077.
5. Вангенгейм Г.Я. // Труды Арктич. научно-исследоват. института, 1952, **34**, 314 с.
6. Clette F., Lefevre L. // Solar Phys., 2016, **291**, 2629-2651.
7. Kalnay E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437-472.
8. Baldwin M.P., Dunkerton T.J. // Science, 2001, **294**, 581-584.
9. Hoyt D.V., Schatten K.H. // J. Geophys. Res., 1993, **98(A11)**, 18895-18906.
10. Scafetta N., Willson, R.C. // Astrophys. Space Sci., 2014, **350(2)**, 421-442.

АСИММЕТРИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В 21–24 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ

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*

ASYMMETRY OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION IN SOLAR CYCLES 21–24

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*

Longitudinal asymmetry of the photospheric magnetic field distribution was studied on the base of NSO Kitt Peak synoptic maps (1976–2003, KPVT, and 2003–2016, SOLIS/VSM). The notion of longitudinal asymmetry vector was introduced in order to suppress the stochastic component of magnetic field. By applying this parameter the regular non-axisymmetric part of the longitudinal distribution was emphasized. It was shown that longitudinal asymmetry both for the strong ($B > 50$ G) and weak ($B < 5$ G) fields develop in phase with the 11-year cycle of solar activity. The fluxes of strong magnetic fields follow the solar cycle too. On the contrary, the fluxes of weak magnetic fields change in antiphase with the solar activity and therefore in antiphase with the asymmetry of weak fields. Longitudinal distribution of the strong magnetic fields shows maximum at longitudes $\sim 180^\circ$ for the ascent-maximum phases whereas for the descent-minimum phases the maximum is shifted to the longitudes $\sim 0^\circ/360^\circ$. The shift by 180° is characteristic for the weak magnetic fields too yet the weak and the strong fields are concentrated at the opposite longitudes. The localization of the active longitude changes during polar field inversion and around the solar minimum when the polar magnetic field or the leading sunspots change their polarities.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-95-98

Асимметрия распределения магнитных полей по поверхности Солнца, в частности явление активных долгот, являются экспериментальными данными, которые должны учитываться при создании моделей неосесимметричного динамо [1]. В данной работе исследуется долготная асимметрия распределения магнитных полей. Для этого используются синоптические карты фотосферного магнитного поля обсерватории Китт Пик. Ранее [2] мы рассматривали долготную асимметрию магнитных полей по данным прибора KPVT (1976–2003 гг.). В настоящей работе использованы также данные прибора SOLIS/VSM, что позволило распространить исследование вплоть до 2017 г., т.е. на целый цикл солнечной активности (СА). Долготная асимметрия определялась для каждого солнечного оборота как вектор, модуль которого соответствовал величине асимметрии, а фаза указывала на активную долготу.

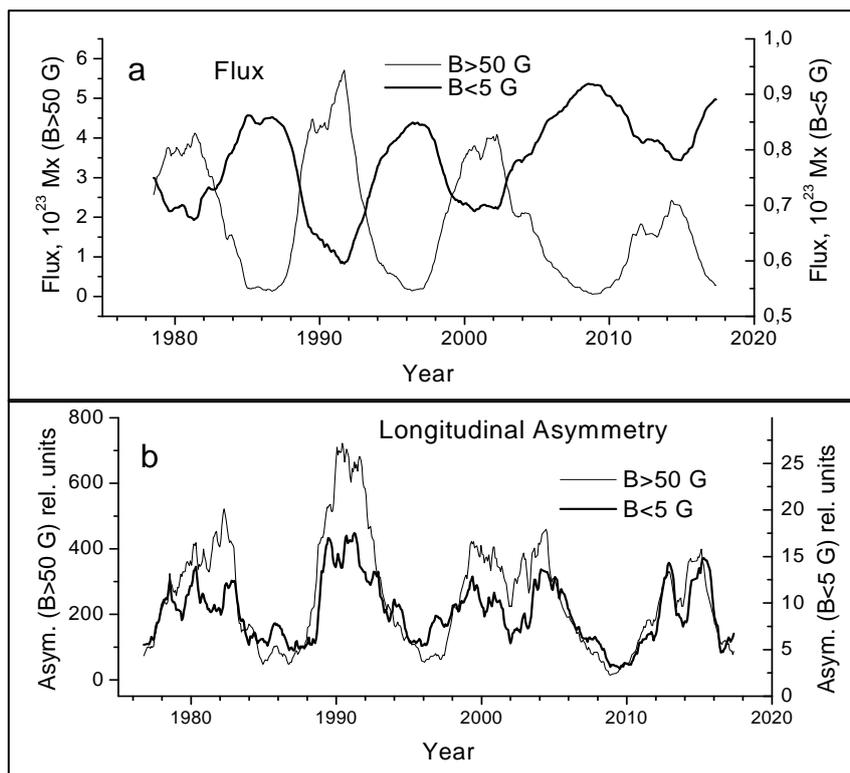


Рис. 1. Фотосферные магнитные поля в 1976–2016 гг.: а) магнитные потоки сильных (тонкая линия) и слабых (жирная линия) полей; б) долготная асимметрия распределения сильных и слабых магнитных полей.

Определение вектора долготной асимметрии было дано в работах [3, 4]. Для вычисления вектора долготной асимметрии магнитного поля по синоптическим картам применялась следующая методика. Синоптическая карта усреднялась по широте, что позволяло получить значение магнитного поля B_i , соответствующее i -ому долготному интервалу ($i = 1:360$). Долготному интервалу i можно сопоставить полярный вектор \vec{B}_i с модулем B_i и фазой i . В результате векторного сложения по всем долготам получаем результирующий вектор долготной асимметрии \vec{B} для каждого кэррингто-

$$\text{новского оборота: } \vec{B} = \sum_{i=1}^{360} \vec{B}_i$$

Основной вклад в вектор долготной асимметрии дают сильные магнитные поля. Вклад стохастической компоненты магнитного поля, равномерно распределенной по долготе, значительно ослабляется при векторном суммировании. В результате долготная асимметрия выделяет упорядоченную часть магнитного поля. Равномерно распределенные по долготе магнитные поля не дают вклада в долготную асимметрию. Таким образом, вектор долготной асимметрии является характеристикой неосесимметричной компоненты магнитного поля Солнца. Направление вектора соответствует долготе, которая наиболее активна в данном кэррингтоновском обороте, модуль вектора характеризует величину долготной асимметрии.

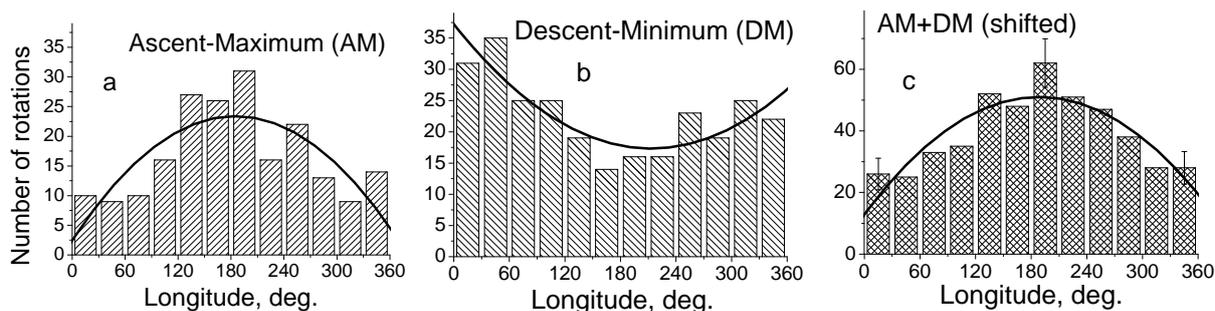


Рис. 2. Сильные поля ($B > 50$ Гс): долготное распределение фотосферного магнитного поля в 1976–2016 гг. для интервала широт $\pm 40^\circ$; а) фазы подъема и максимума СА; б) фазы спада и минимума; в) суммарное распределение для всех фаз солнечного цикла (суммирование гистограммы АМ со сдвинутой на 180° гистограммой ДМ). Огибающие – аппроксимация полиномом второй степени.

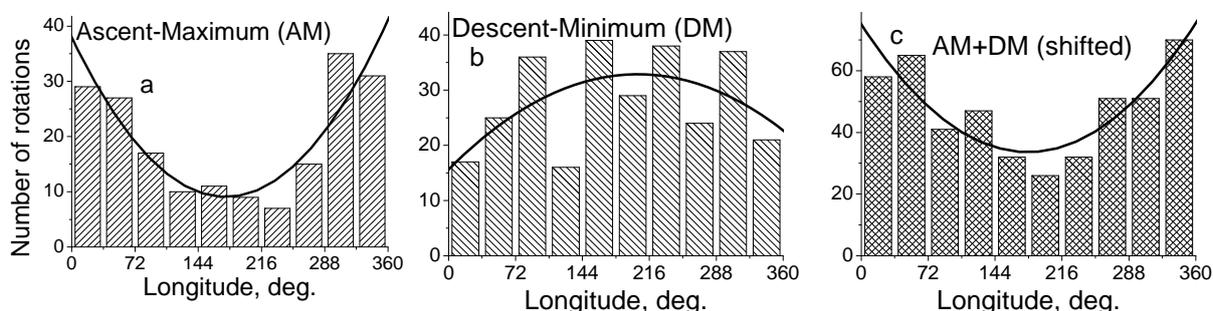


Рис. 3. То же, что на рис. 2 для слабых полей ($B < 5$ Гс). Интервал широт $\pm 90^\circ$.

Представляет интерес сравнить временные изменения магнитного потока и долготной асимметрии для магнитных полей различной напряженности B (рис. 1а,б). На рис. 1а показаны временные изменения для потоков сильных ($B > 50$ Гс) и слабых ($B < 5$ Гс) магнитных полей. На обоих рисунках тонкие линии соответствуют сильным полям, жирные линии – слабым. Сильные магнитные поля изменяются в фазе с циклом СА, достигая максимума в годы второго максимума Гневисева. Напротив, магнитный поток слабых магнитных полей изменяется в противофазе с циклом СА и с потоком сильных полей ($R = -0.91$). Изменение долготной асимметрии на рис. 1б также показано для сильных полей ($B > 50$ Гс) и для слабых полей ($B < 5$ Гс). В отличие от магнитных потоков (рис. 1а) долготные асимметрии для сильных и для слабых полей изменяются синхронно. Долготная асимметрия сильных и слабых полей, и поток сильных полей изменяются с 11-летним циклом СА. Неожиданным результатом оказалось то, что изменения долготной асимметрии слабых полей не следуют за изменениями потока слабых полей.

Ранее было показано для трех солнечных циклов, что локализация активной долготы зависит от фазы солнечного цикла [2]. В долготном распределении сильных фотосферных магнитных полей проявляются два характерных периода: (а) фазы подъем-максимум (АМ) и (б) фазы спад-

минимум (DM). В данной работе анализ долготного распределения был распространен на период 2003–2016 гг. Полученные результаты подтвердили правильность полученных ранее выводов.

Для периодов AM и DM максимумы распределений располагаются около двух противоположных кэррингтоновских долгот: 180° (AM, рис. 2а) и $0^\circ/360^\circ$ (DM, рис. 2б). Путем смещения гистограммы DM (рис. 2б) на 180° и суммирования с гистограммой AM (рис. 2а) получено общее для обеих фаз распределение магнитных полей за 1976–2016 гг. (рис. 2с). Отчетливо выделяющийся максимум на рис. 2с подтверждает смещение активной долготы на 180° и устойчивость расположения активных долгот, что свидетельствует в пользу их жесткого вращения.

Аналогичная картина наблюдается для долготного распределения слабых полей (рис. 3). Так же, как для сильных полей, происходит сдвиг максимума распределения на 180° при переходе от фазы AM (рис. 3а) к фазе DM (рис. 3б). Однако, в этом случае максимумы расположены на диаметрально противоположных долготах по сравнению с сильными полями: (а) на долготе $0^\circ/360^\circ$ для фаз подъем-максимум (AM) и (б) на долготе 180° для фаз спад-минимум (DM).

Два характерных периода – AM и DM соответствуют различным ситуациям, встречающимся в 22-летнем магнитном цикле Солнца, в ходе которого знаки полярного магнитного поля и ведущих пятен могут быть одинаковыми (в данной полусфере) или противоположными. В период от минимума до инверсии знак полярного магнитного поля и знак магнитного поля лидирующих пятен совпадают, в то время как для периода от инверсии до минимума знаки этих полей противоположны.

Полученные результаты говорят о том, что долготная асимметрия является неотъемлемой чертой распределения магнитного поля Солнца. Максимальная концентрация полей наблюдается поочередно на одной из двух противоположных долгот ($0^\circ/360^\circ$ и 180°). Максимумы сильных и слабых полей расположены на противоположных гелиодолготах. Смена активных долгот связана с перестройкой локальных и глобальных магнитных полей в ходе 22-летнего цикла.

Литература

1. *Pipin V.V., Kosovichev A.G. // ApJ, 2015, 813, 134.*
2. *Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Solar Phys., 2007, 245, 177.*
3. *Базилевская Г.А., Вернова Е.С., Вернов С.Н., Крымский Г.Ф., Тясто М.И., Чарахьян Т.Н. // Солнечные данные, 1978, 97.*
4. *Vernova E.S., Mursula K., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Solar Phys., 2002, 205, 371.*

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ КЛАСТЕРИЗАЦИИ В ДИАГРАММЕ БАБОЧЕК МАУНДЕРА

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Князева И.С.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

PECULIARITIES OF SPATIOTEMPORAL CLUSTERING IN MAUNDER BUTTERFLY DIAGRAM

Volobuev D.M., Makarenko N.G., Knyazeva I.S.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

Spatiotemporal butterfly diagram of Greenwich sunspot area record demonstrates major features of 11-year activity cycle. Here we translate sunspot areas into magnetic flux with known empirical relation and measure the distances between wings in butterfly diagram as between two-dimensional statistical distributions. We found that spatiotemporal structure of butterfly wings is closer for a series of stronger cycles whereas analog of Gnevyshev-Ohl rule is completed for a series of smaller cycles with closer distances in even-odd cycles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-99-102

Диаграмма бабочек наглядно представляет основные закономерности 11-летнего цикла и является основным объектом моделирования для различных вариантов теории магнитного динамо. Как правило, выход моделей динамо является гладкой функцией, хотя в действительности пятна появляются неравномерно, и крыло состоит из набора острых пиков (рис. 1). Этот набор пиков можно пытаться аппроксимировать гладкой функцией [1] или использовать биортогональное разложение, где первые две моды дают сравнительно гладкую аппроксимацию [2]. В данной работе мы предполагаем, что пространственно-временные пики являются отражением нелинейных динамических процессов (см., например, [3]). Если доля детерминизма значительна, должен оправдываться нелинейный прогноз [4], основанный на поиске аналогов (паттернов) в истории. В то же время из результатов [4] видно, что хороших аналогов, с приемлемой точностью, найти не удастся. Это может быть обусловлено несколькими причинами, прежде всего коротким рядом наблюдений и неудачным размером паттерна или размерностью для вложения, построенного по алгоритму Такенса. Поскольку естественным повторяющимся элементом – паттерном для диаграммы бабочек является крыло бабочки, в данной работе мы анализируем именно близость крыльев.

Мы использовали Гринвичский ряд, который остается самым продолжительным рядом наблюдений площадей пятен, в настоящее время он продолжается в NASA (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/bflydata.txt>). Выделение отдельных крыльев производилось по данным [5]. Поскольку

площадь пятен является прокси для максимального магнитного поля [6], мы пересчитали площадь пятен в открытый магнитный поток:

$$V_{MAX} = 895 + 414 \cdot \log A; \Phi = A \cdot V_{MAX}. \quad (1)$$

Здесь V_{MAX} – максимальное магнитное поле в пятне, Φ – открытый магнитный поток, A – суммарная площадь пятен за один оборот Кэррингтона в широтной полосе 2.4° .

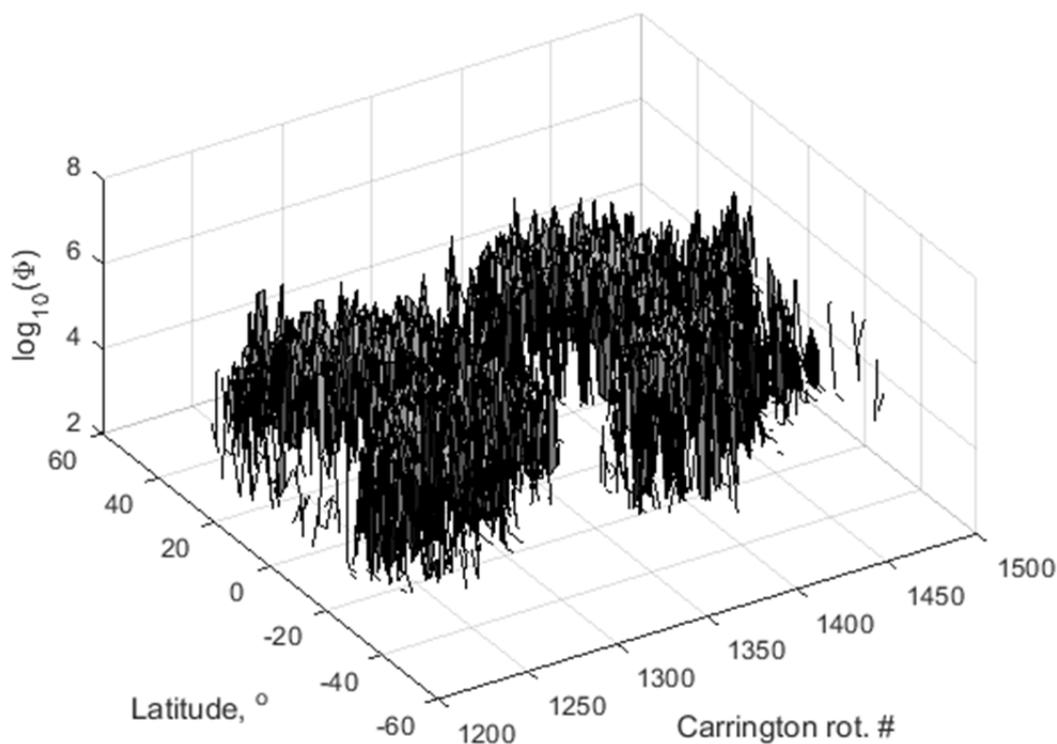


Рис. 1. Диаграмма бабочек в циклах 18 и 19 в масштабе логарифма магнитного потока.

Чтобы сравнить крылья бабочек друг с другом, допустим, что отмеченный ими магнитный поток можно описать плотностью вероятности p . Отчасти, это допущение оправдано правилом Вальдмайера – более мощные циклы более короткие. Мерой близости удобно выбрать информационную метрику Фишера-Рао [7]. При этом удобно перейти к “полуплотностям” или амплитудам вероятности

$$y_i = \sqrt{p_i}; \sum_i p_i = 1 \Rightarrow \sum_i y_i^2 = 1, \quad (2)$$

которые, таким образом, определены на единичной сфере. В касательном расслоении к единичной сфере (рис. 2) зададим метрику Фишера-Рао следующим образом:

$$ds^2 = \sum_i dy_i dy_i = \sum_i d\sqrt{p_i} d\sqrt{p_i} = \frac{1}{4} \sum_i \frac{dp_i dp_i}{p_i} \sim \int \frac{\|\nabla p\|^2}{p} \quad (3)$$

Заметим (рис. 2, справа), что на сфере удобно определить расстояние между плотностями вероятности углом φ , входящим в скалярное произведение двух касательных векторов $\mathbf{v}_i = d(\sqrt{p_i})$:

$$(\mathbf{v}_1, \mathbf{v}_2) = \|\mathbf{v}_1\| \|\mathbf{v}_2\| \cos \varphi \quad (4)$$



Рис. 2. Касательное расслоение единичной сферы, на которой задана метрика Фишера-Рао, измеряющая расстояние между распределениями плотностей вероятности p .

Максимально возможное расстояние при этом $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ограничено областью действия так называемого экспоненциального отображения, которое сопоставляет единичному касательному вектору геодезическую, выходящую из той же точки.

Мы вычислили попарные расстояния между крыльями бабочек отдельно для Северного и Южного полушария Солнца (рис. 3).

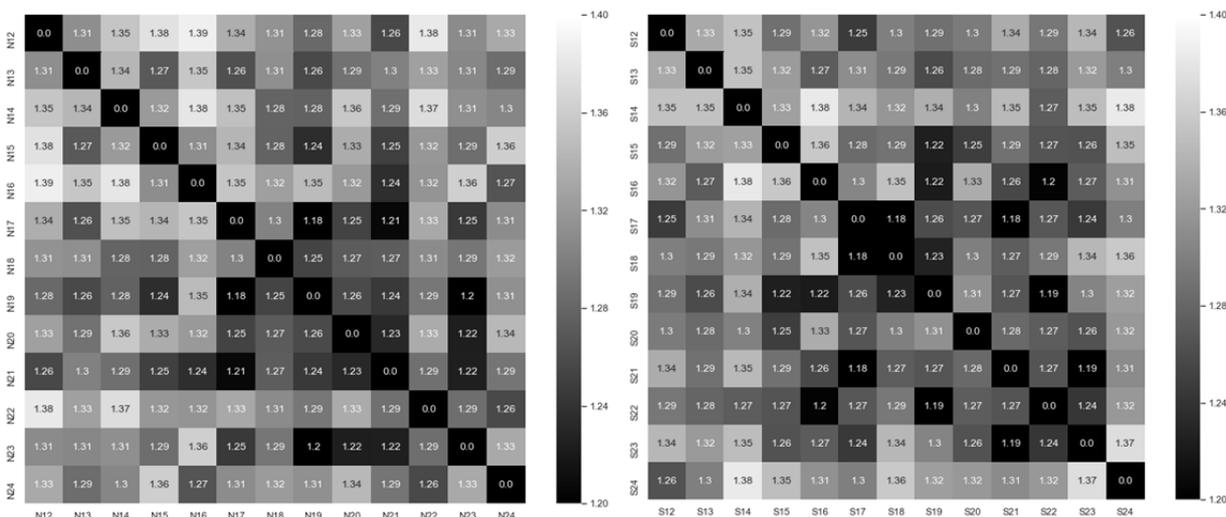


Рис. 3. Попарные расстояния между крыльями бабочек Северного (слева) и Южного (справа) полушариями Солнца, по осям отложены номера циклов (12÷24), более темный цвет означает более близкое расстояние.

В целом, метрика обладает высокой чувствительностью, и все расстояния больше единицы, кроме диагонали, где крылья сравниваются сами с собой и расстояния нулевые. Таким образом, ни в одном из полушарий пока не наблюдалось близких крыльев. Тем не менее, Южное полушарие по-

рождало более близкие крылья (например, пара (21,17)), чем Северное. Кроме того, сильные циклы более близки, чем слабые в обоих полушариях. С другой стороны, последовательность ранних слабых циклов склонна к чередованию интенсивности вдоль диагонали, т.е. пары (12,13), (14,15) (16,17) более близки в обоих полушариях, чем последующие пары (13,14), (15,16) что является некоторым аналогом правила Гневешева-Оля, которое разрушилось на паре (17,18) в Южном полушарии при начале эпохи сильных циклов.

Выводы

Мы вычислили попарные расстояния между крыльями бабочек Маундера. Оказалось, что:

- За историю Гринвичских наблюдений не было близких крыльев, таким образом, для хорошего нелинейного прогноза типа [4] необходим гораздо более длительный ряд наблюдений.
- Крылья для сильных циклов более близки, чем для слабых.
- Крылья в слабых циклах образуют пары, аналогично правилу Гневешева-Оля, но последовательность пар разрушается при переходе к эпохе сильных циклов.

Работа выполнена при поддержке гранта AP05134227 (Казахстан).

Литература

1. *Ternullo, M.* The butterfly diagram internal structure // *Astrophysics and Space Science*, 2010, 328(1-2), 301-305.
2. *Mininni, P.D., Gómez, D.O., & Mindlin, G.B.* Biorthogonal decomposition techniques unveil the nature of the irregularities observed in the solar cycle // *Physical review letters*, 2002, 89(6), 061101.
3. *Couston, L.A., Lecoanet, D., Favier, B., & Le Bars, M.* Order Out of Chaos: Slowly Reversing Mean Flows Emerge from Turbulently Generated Internal Waves // *Physical Review Letters*, 2018, 120(24), 244505.
4. *Covas, E.* Spatial-temporal forecasting the sunspot diagram // *Astronomy & Astrophysics*, 2017, 605, A44.
5. *Leussu, R., Usoskin, I.G., Pavai, V.S., et al.* Wings of the butterfly: Sunspot groups for 1826–2015 // *Astronomy & Astrophysics*, 2017, 599, A131.
6. *Tlatov, A.G., & Pevtsov, A.A.* Bimodal distribution of magnetic fields and areas of sunspots // *Solar Physics*, 2014, 289(4), 1143-1152.
7. *Jost, Jürgen, and Jürgen Jost.* Riemannian geometry and geometric analysis. Vol. 42005. Berlin: Springer, 2008.

LONG-TERM VARIATIONS OF THE SOLAR WIND COMPONENTS AND THEIR TERRESTRIAL MANIFESTATIONS

Georgieva K.¹, Kirov B.¹, Obridko V.N.²

¹SRTI-BAS, Sofia, Bulgaria

²IZMIRAN, Troitsk, Russia

ДОЛГОСРОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ КОМПОНЕНТОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ИХ ЗЕМНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ

Георгиева К.¹, Киров Б.¹, Обридко В.Н.²

¹ИКИТ-БАН, София, Болгария

²ИЗМИРАН, Троицк, Россия

Все время Земля находится в солнечном ветре – расширяющейся короне Солнца. Солнечный ветер неоднороден, он состоит из нескольких компонентов: медленный солнечный ветер вдоль гелиосферного токового слоя, высокоскоростной солнечный ветер из больших полярных корональных дыр в солнечном минимуме и из более мелких визкоширотных дыр в максимуме, корональные вымросы массы. Частота проявлений и характеристики всех этих компонентов меняются в течении 11-летнего солнечного цикла. Меняется и их вклад в геомагнитную активность. В настоящей работе мы представляем вариации относительного преобладания и характеристик компонентов солнечного ветра от цикла к циклу и оценим основные причины долгосрочных изменений геомагнитной активности.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-103-106

It has long been known that the geomagnetic activity (deviation of the Earth's magnetic field from its long-term averages) is caused by solar events leading to transient disturbances in the solar wind – the ever expanding solar atmosphere [1]. The geomagnetic activity roughly follows the solar activity, however there are important differences between them. Fig.1 shows the solar activity presented by the international sunspot number (black line), and the geomagnetic activity presented by the ap-index (grey line). In general, their peaks don't coincide, and ap often has a second peak during sunspot declining phase. Besides, while sunspots fall to almost zero at sunspot minimum, ap minimum varies in a wide range.

In a previous study [2] we investigated what determines the geomagnetic activity in sunspot minimum. The current paradigm is that the level of geomagnetic activity in cycle minimum is determined by the thickness

of the heliospheric current sheet, respectively by the time that the

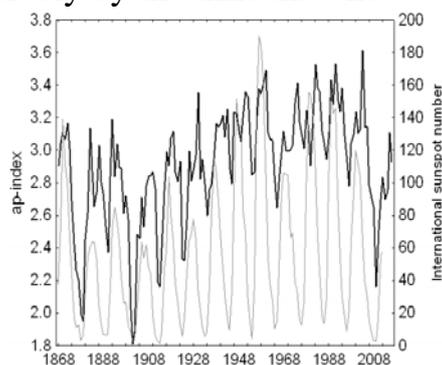


Fig. 1.

Earth spends in its low-speed and with low geoeffectiveness plasma versus the time the Earth is out of the heliospheric current sheet and exposed to high-speed and highly geoeffective streams from superradially expanding polar coronal holes. Our results showed that this is not the case, and instead the geomagnetic activity in the last four sunspot minima has been decreasing due to the decreasing magnetic field, speed and dynamic pressure of all solar wind components.

The purpose of the present study is to investigate the long-term (cycle to cycle) variations in the geomagnetic activity and the characteristics of its solar sources.

Data

The solar wind can be categorized in different types according to its source region and its characteristics. Traditionally, 3 types of solar wind are identified: slow solar wind from the heliospheric current sheet, fast solar wind from solar coronal holes, and coronal mass ejections. There is a number of catalogues of the solar wind types. We use the catalog of Xu and Borovsky [3] kindly provided by Dr. J. Borovsky. In this catalog, one additional type is added - “sector reversal regions” which are part of the heliosheet, but we don’t regard them separately as they don’t differ substantially from the heliospheric current sheet in their long-term variations.

Results

Figs. 2 and 3 present the variations of the solar wind scalar magnetic field and dynamic pressure, respectively, in the three types of solar wind. In both figures, the upper panel pertains to the slow solar wind, the middle one to the high-speed solar wind, and the bottom one to coronal mass ejections. The thin solid line presents the annual averaged values of the studied parameter, the thick solid line is its 13-year moving average to filter the 11-year sunspot cycle. The international sunspot number (dotted line) is added for reference.

The magnetic field in both the slow and high speed solar wind was increasing until 1985–1990, and began decreasing after that. For the CMEs, this inversion occurred with a delay of 4–5 years. The dynamic pressure in all 3 components of the solar wind has similar behavior: continuous increase until 1985–1990, followed by a reversal and a decrease afterwards.

CMEs are the drivers of the most intense geomagnetic storms, however these storms are rare, except around sunspot maximum, and short-lasting. On monthly and yearly time-scales, the geomagnetic activity is determined by the geoeffectiveness of the slow solar wind and the HSS [4]. In the upper three panels of Fig. 4 the geomagnetic activity is presented during periods when the Earth is under the influence of the three wind types. Fig. 4 demonstrates that the annually averaged geomagnetic activity (the bottom panel) follows the geomagnetic activity caused by slow solar wind and HSS.

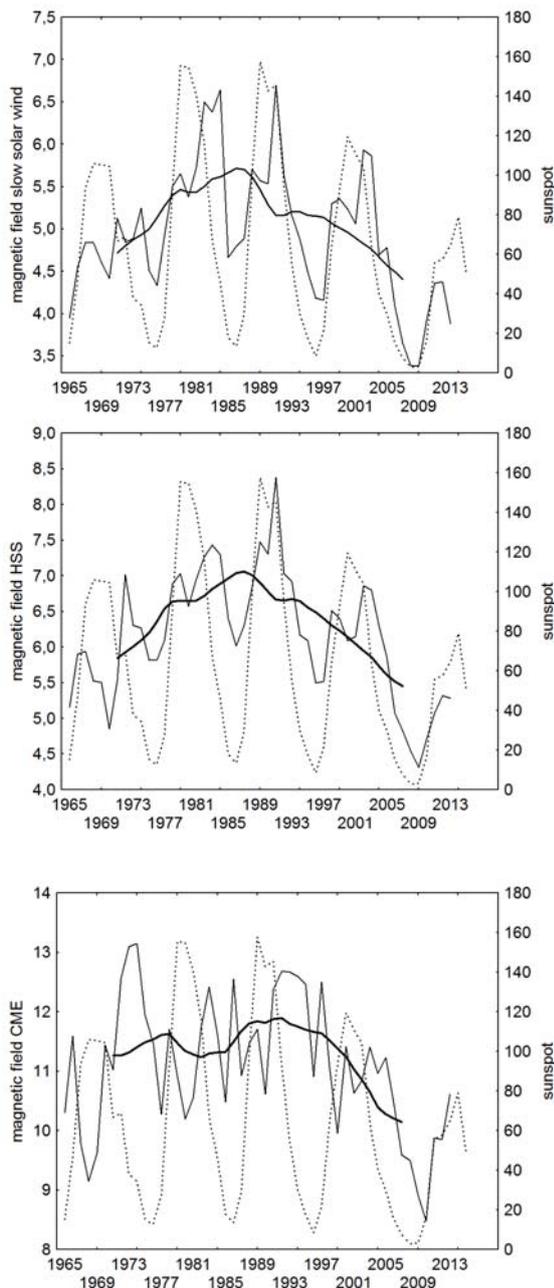


Fig. 2.

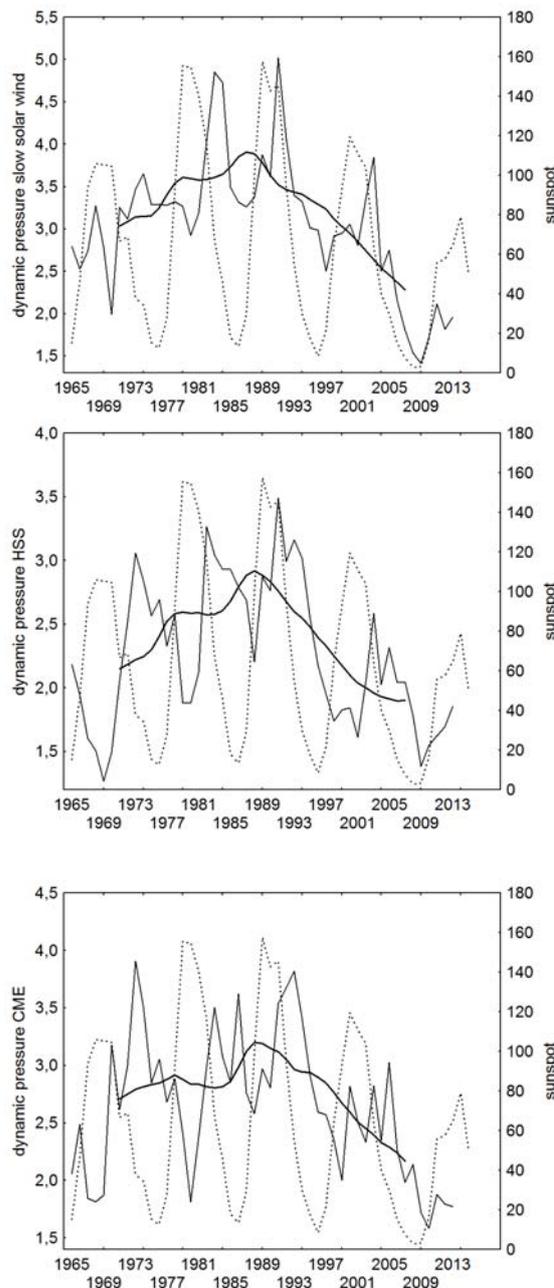


Fig. 3.

The annually averaged geomagnetic activity and the geomagnetic activity caused by slow solar wind and HSS all increase until 1985–1990, and then start decreasing. What is the reason for this? The coronal holes and the heliospheric current sheet are related to the solar global, or dipole, field. It has been shown that the solar field has been decreasing since 1985–1990 [5, 6]. The upper panel of Fig. 5 is a composite plot of the solar magnetic moment calculated in [5] and complemented in [6] and by data from the Wilcox Solar Observatory (<http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif>), and the lower panel is the 13-year averaged geomagnetic aa-index. Fig. 5 demonstrates that the geomagnetic activity which is mostly determined by the magnetic field and dynamic pressure of the slow solar wind and high-speed solar wind streams, follows the variations of the solar magnetic moment.

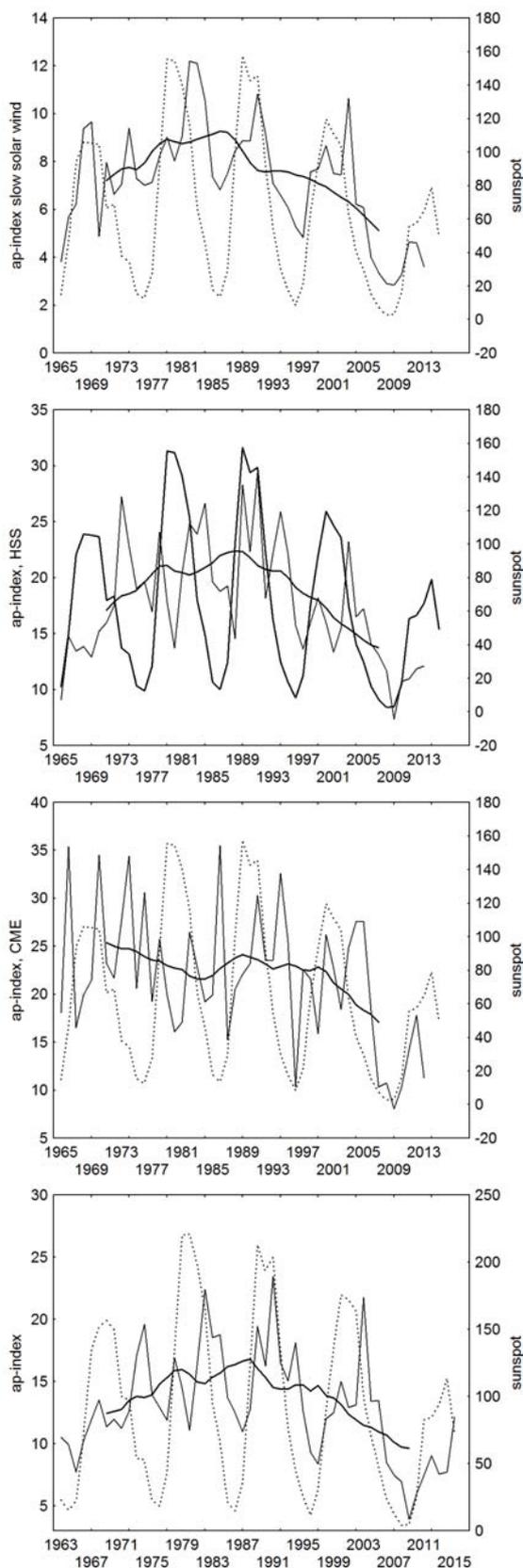


Fig. 4.

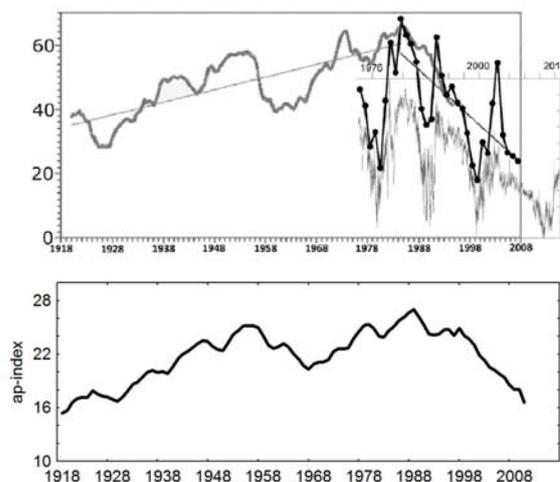


Fig. 5.

Conclusion

The increase in the solar magnetic moment observed until 1985–1990 is replaced by decrease after that, leading to decreasing magnetic field and dynamic pressure of the background and high speed solar wind, and as a result – of the geomagnetic activity.

References

1. Parker E.N. // J. Geophys. Res., 1959, 64 (11).
2. Kirov B. et al. // Geomag. and Aeron., 2015, 55 (8),
3. Xu F., Borovsky J. // J. Geophys. Res. 2015, 120 (1).
4. Richardson I.G., Cane H.V. // JSWSC doi:10151/swsc/2012003, 2012.
5. Makarov V.I., Obridko V.N., Tlatov A.G. // Astron. Zh., 2001, 78.
6. Obridko V.N., Shelting B.D. // Astron. Lett., 2009, 35 (4).

КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ RHESSI, KONUS-WIND

Глобина В.И.¹, Шабалин А.Н.², Овчинникова Е.П.², Чариков Ю.Е.²

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

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

HARD X-RAY QUASI-PERIODIC PULSATIONS IN SOLAR FLARES ACCORDING TO RHESSI AND KONUS-WIND DATA

Globina V.I.¹, Shabalin A.N.², Ovchinnikova E.P.², Charikov Yu.E.²

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

²Ioffe Institute of RAS, St. Petersburg, Russia

Hard X-ray quasi-periodic pulsations from local sources of a solar flare loop are analyzed. Results of RHESSI data analysis for a solar flare of May 13, 2013 15:52 UT are presented. Analysis revealed the presence of hard X-ray QPPs from all of the local sources with periods of 10–30 s. Detected QPPs arise during different flare phases and have various periods depending on the local source. Hard X-ray of different energies from a single local source shows the presence of QPPs with different properties except for one of the footpoint sources. One of the most appropriate mechanisms to interpret such QPPs is the model of the collapsing magnetic traps.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-107-110

Введение

Изучение квазипериодических пульсаций (КПП) жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек является дополнительным каналом информации для уточнения моделей ускорения и распространения ускоренных электронов, а также для диагностики параметров плазмы во вспышечных областях. До сих пор анализ КПП проводился преимущественно на основе интегральных по пространству всей вспышечной области потоков ЖРИ. В настоящей работе выполнен анализ квазипериодических пульсаций жесткого рентгеновского излучения из **локальных** источников вспышечной петли на основе данных космического аппарата RHESSI, обладающего пространственным разрешением, и данных аппарата Konus-Wind.

Методика анализа квазипериодических пульсаций

Поиск квазипериодических пульсаций проводился с помощью стандартных методов спектрального анализа – процедуры вейвлетного преобразования и алгоритма быстрого преобразования Фурье. На первом этапе была выполнена предварительная обработка данных, которая заключалась в вычитании тренда из исходного временного ряда с последующей интер-

поляцией данных для получения равномерного шага по времени, если это было необходимо. Процедура вейвлетного преобразования, применяемая в данной работе, полностью соответствует методике, описанной в работе [1]. В качестве материнского вейвлета была выбрана функция Морле. Для оценки значимости гармоник Фурье-спектра был применен метод Монте-Карло, который заключался в сопоставлении Фурье-спектров анализируемого временного ряда и случайных временных рядов. Случайные ряды были сгенерированы на основе модели красного шума (авторегрессионный процесс первого порядка). Всего было сгенерировано 1000 случайных рядов. Спектральная гармоника считалась значимой на уровне 95% (или 99%), если в более чем 95% (или 99%) случаев амплитуда соответствующей гармоники в случайном Фурье-спектре была меньше амплитуды этой же гармоники в исходном Фурье-спектре.

Результаты анализа квазипериодических пульсаций

жесткого рентгеновского излучения из локальных источников

На данный момент выполнен анализ КПП жесткого рентгеновского излучения 4 солнечных вспышек: 13-05-2013 UT15:52, 21-04-2002 UT01:23, 24-10-2003 UT02:50, 23-09-2014 UT23:08. В данной работе представлены результаты для лимбовой вспышки класса X2.8 13-05-2013 UT15:52. Подробный анализ данной вспышки приведен в [2]. По изображениям, полученным аппаратом RHESSI, были отождествлены локальные источники ЖРИ вспышечной петли, соответствующие двум основаниям (северному и южному) и вершине петли. Для данной вспышки анализировалось излучение из трех энергетических каналов: 18.6–24.2 кэВ, 31.4–40.7 кэВ, 89–115.6 кэВ. Спектральный анализ выявил наличие КПП жесткого рентгеновского излучения с характерными периодами 10–30 с во всех энергетических диапазонах и локальных источниках. КПП, обнаруженные в различных источниках, обладают различающимися характеристиками. На рисунках 1–3 представлены вейвлетные спектры и Фурье-спектры сигналов, соответствующие трем источникам, из канала 31.4–40.7 кэВ. Очевидно, что КПП появляются в различных фазах вспышки и имеют различные периоды в зависимости от локального источника. Также важно отметить, что КПП жесткого рентгеновского излучения различных энергий из одного и того же источника имеют преимущественно различные характеристики (рис. 1 и 4). Исключение составляет лишь источник, соответствующий южному основанию, который характеризуется наличием КПП, обладающих идентичными характеристиками при различных энергиях ЖРИ.

Возможный механизм генерации квазипериодических пульсаций жесткого рентгеновского излучения

Одна из возможностей интерпретации найденных в данной работе КПП основана на идее о коллапсирующей магнитной ловушке [3, 4].

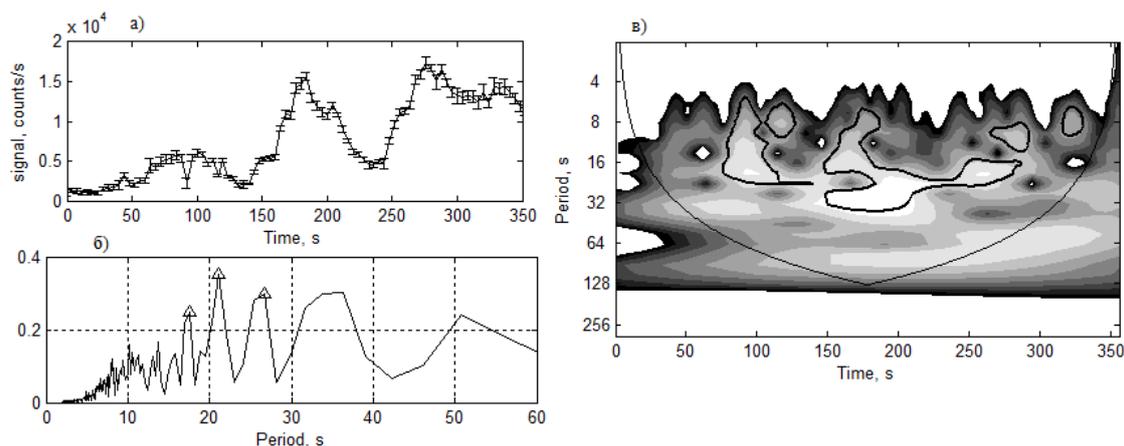


Рис. 1. Результаты анализа КПП жесткого рентгеновского излучения из локального источника, соответствующего северному основанию петли (31.4–40.7 кэВ). а) временной профиль сигнала; б) Фурье-спектр сигнала с выделенными гармониками, являющимися значимыми на уровне 99% выше уровня красного шума; в) вейвлетный спектр мощности с уровнями значимости 99% выше уровня красного шума (черные контуры).

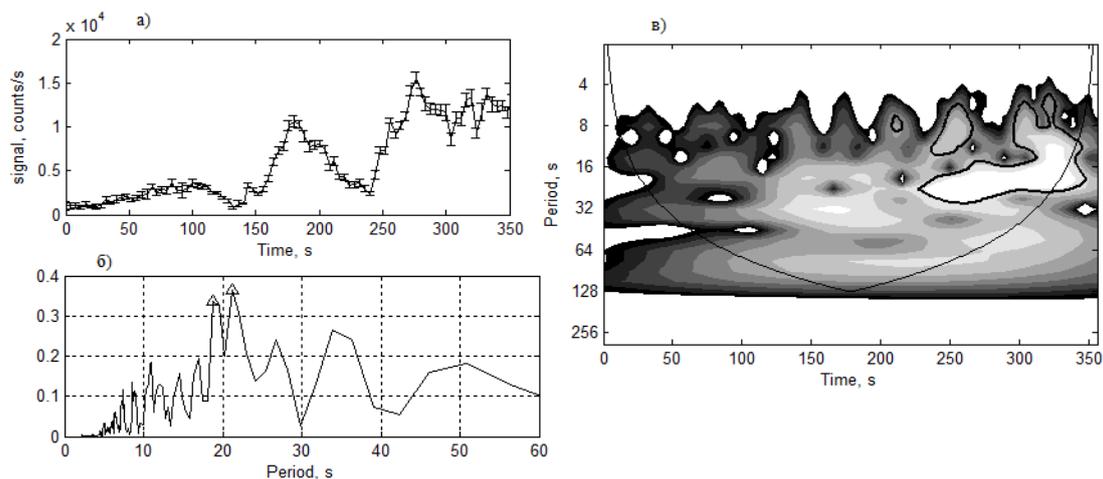


Рис. 2. Результаты анализа КПП жесткого рентгеновского излучения из локального источника, соответствующего южному основанию петли (31.4–40.7 кэВ). а), б), в) см. рис. 1.

Суть модели состоит в том, что в результате магнитного пересоединения в короне образуется система магнитных ловушек, взаимодействие которых приводит к их попеременному сжатию и расширению. В результате этих процессов происходят периодические изменения величины пробочного отношения, что может приводить к появлению периодических вариаций жесткого рентгеновского излучения из оснований и вершины вспянутой петли ввиду появления чередующихся фаз накопления и высыпания ускоренных электронов.

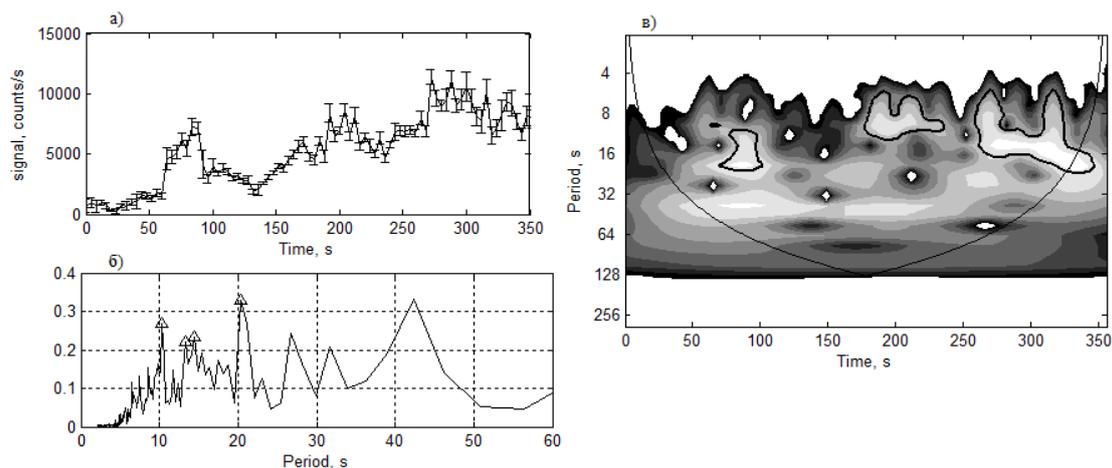


Рис. 3. Результаты анализа КПП жесткого рентгеновского излучения из локального источника, соответствующего вершине петли (31.4–40.7 кэВ). а), б), в) см. рис. 1.

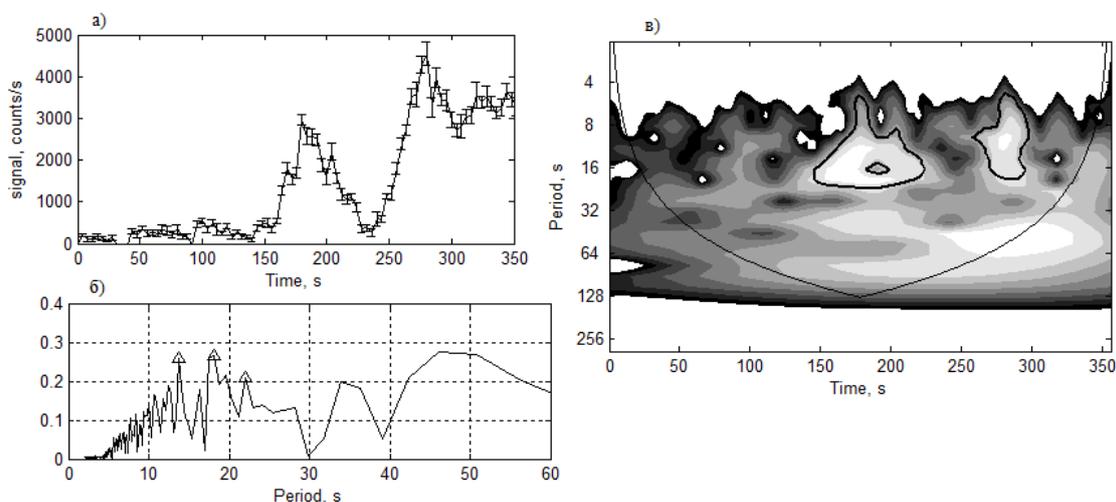


Рис. 4. Результаты анализа КПП жесткого рентгеновского излучения из локального источника, соответствующего северному основанию петли (89–115.6 кэВ). а), б), в) см. рис. 1.

Работа Глобиной В.И. поддержана грантом РФФИ мол_а № 18-32-00405. Работа Шабалина А.Н., Овчинниковой Е.П., Чарикова Ю.Е. поддержана грантом ПРАН №28.

Литература

1. *Torrence C., Compo G.P.* A Practical Guide to Wavelet Analysis // *Bulletin of the American Meteorological Society*. 1998. № 1 (79). С. 61–78.
2. *Charikov Yu.E., et al.* Time evolution of the Energy Spectra of Accelerated Electrons and Hard X-Rays from Local Sources of Solar Flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2018. №7 (58). С. 1001–1007.
3. *Jakimiec J., Tomczak M.* Investigation of Quasi-periodic Variations in Hard X-rays of Solar Flares // *Solar Physics*. 2010. № 2 (261). С. 233–251.
4. *Jakimiec J., Tomczak M.* Investigation of Quasi-periodic Variations in Hard X-Rays of Solar Flares. II. Further Investigation of Oscillating Magnetic Traps // *Solar Physics*. 2012. № 2 (278). С. 393–410.

СУТОЧНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ И ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРУПП ПЯТЕН НА ВИДИМОМ ДИСКЕ СОЛНЦА

Голубчина О.А.¹, Топчило Н.А.²

¹*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский Государственный Университет, Санкт-Петербург, Россия*

DAILY CHANGE OF STRUCTURE AND PHYSICAL CHARACTERISTICS OF GROUPS OF SPOTS ON A VISIBLE DISK OF THE SUN

Golubchina O.A.¹, Topchilo N.A.²

¹*SAO RAS, St. Petersburg St. Petersburg branch, Russia*

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

According to observations on the radio telescope RATAN-600 on 9,10.02.1980 of year the unusual phenomenon of daily reduction of the polarized radiation and magnetic-field strength of the majority of the local sources of centimetric radiation identified with groups of spots on the photosphere of the Sun is registered. According to observations of the Kislovodsk Station of the Pulkovo Observatory and the Ussuri Station daily disintegration of these sunspot groups located in both hemispheres of the Sun is registered. The comparative analysis of daily evolution of characteristics of a radio emission of local sources and the sunspot groups corresponding to them is provided.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-111-114

Теория возникновения и распада солнечных пятен рассмотрена в ряде работ как «концепция первичного поля» [1], «пятно типа спагетти» [2], «взаимодействие магнитного поля и супергрануляционной сетки» [3, 4]. Согласно этим работам образование солнечных пятен связано с выходом магнитных трубок на поверхность Солнца. Распад солнечных пятен обусловлен либо раскручиванием жгута солнечных магнитных трубок, либо «возобновлением ранее подавленного движения супергранул» [5]. Наблюдение радиоизлучения Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн на РАТАН-600 и наблюдение в белом свете, выполненное на ГАС ГАО, позволили получить некоторые новые наблюдательные данные об эволюции групп солнечных пятен на стадии распада. Наблюдение сантиметрового радиоизлучения Солнца выполнено на РАТАН-600 9,10.02.1980 г. в двух режимах: в режиме «эстафета» на Северо-Восточном секторе ($\lambda = 2.3$ см) [6] и в «штатном» режиме [7] на Южном секторе с перископом ($\lambda = 2.7$ см, 4.0 см). В режиме «эстафета» наблюдения выполнены в течение трёх часов с интервалом между последовательными прохождением Солнца через диаграмму направленности антенны $\Delta t = 20$ мин. В «штатном» режиме в эти дни выполнены одноразовые наблюдения в меридиане. Размер гори-

зонтальной (ρ_r) и вертикальной (ρ_v) диаграммы направленности антенны в режиме «эстафеты» на $\lambda = 2.3$ см: ρ_r (угл. мин.) = 1.1, ρ_v (угл. мин.) = 15.4. В «штатном» режиме: $\lambda = 2.7$ см, ρ_r (угл. сек.) = 25, ρ_v (угл. мин.) = 22.2; $\lambda = 4.0$ см, ρ_r (угл. сек.) = 38, ρ_v (угл. мин.) = 33.

Площади восьми групп пятен, расположенных на видимом диске Солнца, №№: 54, 55, 63, 69, 71, 72, 74, 66 составляли $S = (72-1390)$ м.д.п. Угловые размеры (ρ) исследуемых локальных источников (л.и.), отождествлённых с этими группами пятен, на $\lambda = 2.3$ см: $\rho = (1.0-2.5)$ угл. мин., радиопотоки: $F = (0.5-3.0)$ с.е.п. Величины относительных потоков л.и., отождествлённых с группами пятен №№ (ц.69, г.п.69, 72+74), составляют $F_i/F_\odot = (0.9-2.4)\%$. Обозначения локальных источников: ц.69 – л.и. центра группы №69, г.п.69 – л.и. головного пятна группы №69, 72+74 – л.и., отождествлённый соответственно с группами №72 и №74; F_i – поток выделенного л.и., F_\odot – поток радиоизлучения выделенного спокойного Солнца. Запись Солнца в канале поляризации 10.02.1980 г. заметно упростилась по сравнению с записью Солнца 9.02.1980 г. Амплитуды сигналов радиоизлучения л.и. в канале поляризации 10.02.1980 г. либо значительно уменьшились, либо источники радиоизлучения совсем исчезли, кроме радиоизлучения л.и. (г.п.69) (рис. 1).

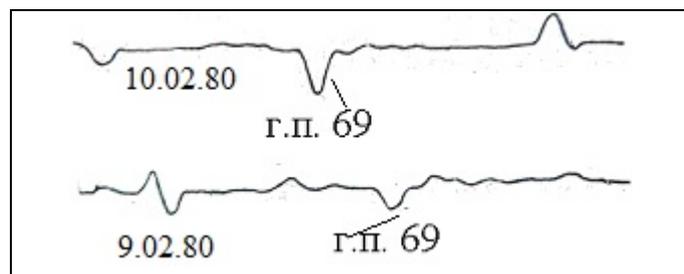


Рис.1. Упрощение записи поляризованного радиоизлучения Солнца на волне 2.3 см с 9.02. на 10.02.1980 г.

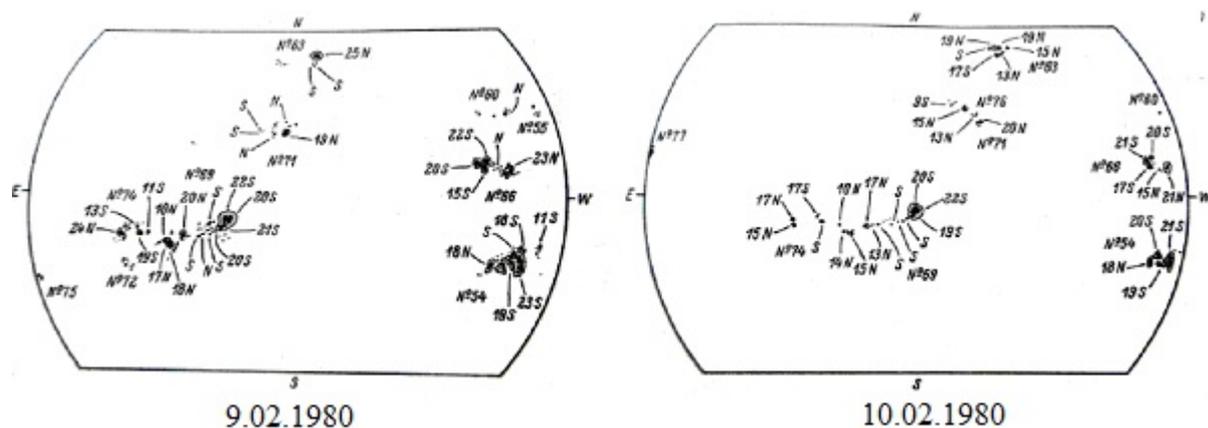


Рис.2. Карты магнитных полей солнечных пятен и изменения структуры групп пятен с 9 на 10 февраля 1980 по данным Кисловодской станции ГАС ГАО РАН (Солнечные данные. Бюллетень № 2, 1980 г.)

По данным ГАС ГАО и Уссурийской станции на фотосфере Солнца 10.02.1980 г. наблюдалась более простая конфигурация всех групп пятен (рис. 2). В ряде групп ведущие пятна разделились на несколько отдельных пятен. Также наблюдалось исчезновение одного из отделившихся пятен (г.п.69) [8]. Для анализа динамики поляризованного излучения локальных источников определялись степени поляризации – P(%) и величины магнитных полей – B(Гс) по формулам: $\lambda = 2.3$ см, $P (\%) = [Tv/(2*Ti)] * 100\%$, где Tv, Ti – антенные температуры на записи выделенных локальных источников в канале поляризации и в канале интенсивности соответственно (табл. 1). На волнах 2.7 см и 4.0 см: $P (\%) = [Sv/(2*Si)] * 100\%$, где Sv, Si – площади на записи под выделенными локальными источниками в канале поляризации и в канале интенсивности соответственно (табл. 1).

Таблица 1. Степени поляризации радиоизлучения локальных источников (л.и.) Солнца (P, %) и значения напряжённости магнитных полей B (Гс) исследуемых (л.и.), отождествлённых с соответствующими группами пятен на фотосфере Солнца (L, R – левая и правая поляризации).

«эстафета» $\lambda = 2.3$ см	№ группы (канал поляризации)				
	69(г.п.)	69(центр)	72+74	71	63
09.02.1980 (P, %)	47L	4.9 R, 3.3L	7.7 R, 4.2 L	11.0 L, 16.5 R	27 R
10.02.1980 (P, %)	79 L	2.4 R, 6.0 R	4.6 R	7.8 L, 5.1 R	10.2 R
«эстафета» $\lambda = 2.3$ см	№ группы (канал поляризации)				
	69(г.п.)	69(центр)	72+74	71	63
09.02.1980 B(Гс)	1104 L	114 R, 77 L	179 R, 104 L	255 L, 383 R	628 R
10.02.1980 B(Гс)	1552 L	56 R, 130 L	107 R	181 L, 118 R	237 R

Степень поляризации л.и. (г.п. 69) за сутки (9,10.02.1980 г.) значительно увеличилась: на $\lambda = 2.3$ см от P (%) = 47 до P (%) = 79, на $\lambda = 2.7$ см от P (%) = 37 до P (%) = 100, $\lambda = 4.0$ см от P (%) = 48 до P (%) = 100. Степени поляризации остальных локальных источников низкие (1.4–16)% и, как правило, к 10.02.80 г. уменьшились (табл. 1).

Результаты вычислений величин магнитных полей приведены в табл. 1. Величины магнитных полей локальных источников магнитотормозного (теплового) механизма излучения не превышают нескольких сотен гауссов и уменьшаются с 9.02.80 г. на 10.02.80 г. Максимальные величины магнитных полей крупных пятен в исследуемых группах пятен на фотосфере Солнца уменьшились за сутки (рис. 2).

Исследуемые наблюдения Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн и в белом свете выявили уменьшение степени поляризации локаль-

ных источников, величины магнитного поля л.и., уменьшение максимальных значений величин магнитного поля крупных пятен исследуемых групп, отделение части пятна от основного пятна и исчезновение пятен. Обращает на себя внимание тот факт, что этот процесс произошёл за одни сутки во всех группах пятен, расположенных в обоих полушариях Солнца. Возможной причиной такой глобальной перестройки структуры групп пятен является действие единого подфотосферного источника.

Основные выводы

1. С 9.02. на 10.02.1980 г. на фотосфере Солнца наблюдалось резкое изменение и упрощение структуры семи групп пятен, расположенных по всему диску Солнца и одновременное ослабление или исчезновение поляризованного излучения большинства локальных источников.

2. Степень поляризации и напряжённость магнитного поля локального источника (г.п.69) циклотронного механизма излучения резко возросли за сутки с 9.02 на 10.02.80 г.

3. Резкое изменение напряжённости магнитного поля локальных источников радиоизлучения и упрощение структуры соответствующих групп пятен на фотосфере Солнца, возможно, связано с изменением подфотосферного магнитного поля, общего для всех рассмотренных групп пятен под действием единого подфотосферного источника.

Литература

1. *Piddington J.H.* // *Astrophys. And Space Sci.*, 1975, v.34, p.347.
2. *Parker E.N.* // *Astrophys. J.*, 1978, v. 222, p. 357.
3. *Meyer F., Schmidt H.U., Weiss N.O., Wilson P.R.* // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*, 1974, v. 169, p.35,.
4. *Пономаренко Ю.Б.* // *АЖ*, 1970, т. 47, с.98.
5. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности – Издательство «Наука», 1985.
6. *Golubchina O.A., Golubchin G.S.* // *Astrofiz. Issled. (Izv.Spets. Astrofiz. Obs.)*, 1981, No.14, p.125.
7. *Гиндилис Л.М., Есенкина Н.А., Кардашёв Н.С.* // *Изв. ГАО*, 1972, № 188, с. 54.
8. Солнечные данные. 1980, № 2.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЙ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК

Гопасюк О.С.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

FEATURE CHANGES OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS OF ACTIVE REGIONS DURING FLARES

Gopasyuk O.S.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The physical state of matter at the base of the coronal hole at the level of the chromosphere was studied from observations in the H α and He I 10830 Å lines. The polar coronal hole was observed in the northern hemisphere in 2015–2017 during 24 Carrington rotations. Boundaries of the coronal hole were determined from observations in the 193 Å line. Intensities in the lines were expressed in units of the unperturbed Sun. For the He I 10830 Å line, the relative intensity of coronal holes varied within 1.0046–1.0355, for the H α line – within 0.9676–0.9753. Models of the chromosphere explaining the observed features are calculated. Models are built based on calculations of the He I and H α line profiles in the non-LTE approximation. The difference in the atmospheres of coronal holes and the quiet Sun begins at the level of the upper photosphere at $T > 4 \cdot 10^3$ K. Throughout the chromosphere, the temperature and density in the coronal hole is lower than in the undisturbed chromosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-115-118

Введение

Во время мощных вспышек происходит существенное изменение фотосферного магнитного поля. Наблюдения показывают два вида изменений. Первый вид, это необратимые изменения измеренного магнитного поля от состояния перед вспышкой до состояния после вспышки. Такие изменения обычно наблюдаются в виде появления или исчезновения магнитного потока и рассматриваются как реальные изменения магнитного поля. Второй вид, изменения, происходящие только во время вспышки, "транзиенты" или "магнитные аномалии". При этом измеренные магнитные поля возобновляют свое предвспышечное состояние после события. В некоторых случаях магнитная аномалия принимает форму обращения знака, т. е. измеренные магнитные поля временно меняют свои полярности на противоположные.

Наблюдения и их анализ

Было выбрано четыре вспышки текущего 24-го солнечного цикла: 3 M- и 1 X-класса. Критерий отбора заключался в том, что во время каждого события в магнитном поле активной области должна была наблюдаться

временная инверсия полярности. В таблице 1 представлено описание дат, времени начала, максимума и окончания вспышки по данным GOES, ее рентгеновский и оптический класс, а также NOAA номер активной области в которой произошла вспышка.

Таблица 1.

Дата	Start, UT	Peak, UT	End, UT	Class	NOAA
10.05.2012	04:11	04:18	04:23	M5.7/2B	11476
04.07.2012	09:47	09:55	09:57	M5.3/2B	11515
10.03.2015	03:19	03:24	03:29	M5.1/2B	12297
11.03.2015	16:11	16:22	16:19	X2.1/2B	12297

Мы использовали магнитограммы продольного поля и изображения в континууме полного диска Солнца, полученные на HMI/SDO [1] во время вспышек с пространственным и временным разрешением $0''.5$ пиксел⁻¹ и 45 с, соответственно.

На рис. 1 показаны изображения в континууме (верхняя панель) активных областей в момент максимальной фазы каждой вспышки. Разностные изображения (рис. 1, нижняя панель) между магнитограммами в момент максимума и начала вспышки показывают области, в которых во время вспышки произошли существенные изменения (темные структуры). Прямоугольником отмечена область инверсии знака магнитного поля. Магнитные транзиенты наблюдались в тени пятен в сильных магнитных полях. В NOAA 11476 изменения произошли в пятне простой конфигурацией, в то время как в остальных активных областях это были пятна с δ -конфигурацией. Во время вспышки 10 марта 2015 года в NOAA 12297 инверсия магнитного поля наблюдалась одновременно в двух пятнах противоположной полярности.

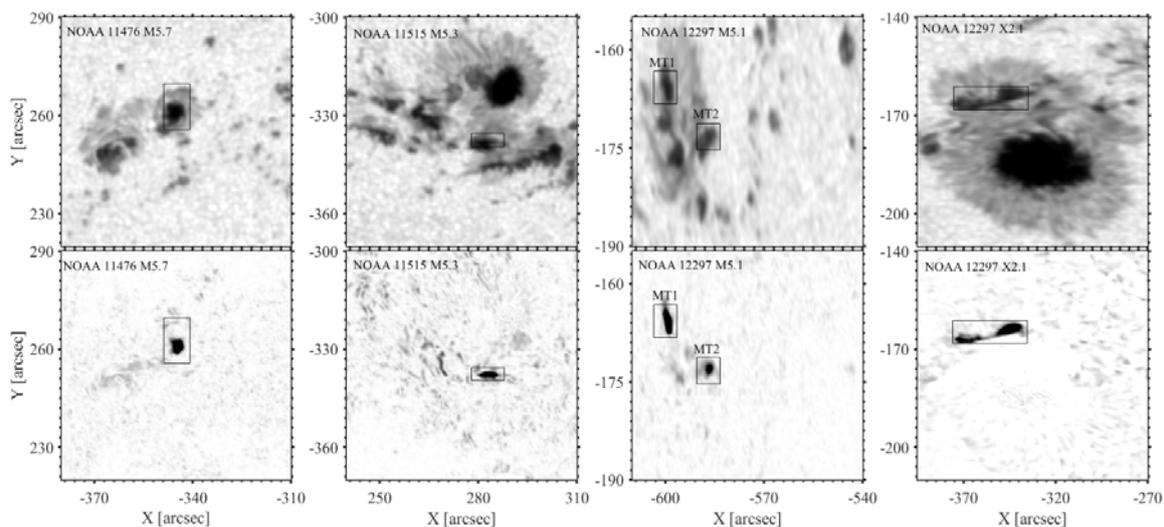


Рис. 1.

Определение изменения продольного поля для каждого пиксельного временного ряда было проведено с помощью функции [2]:

$$B(t) = a + bt + c\left(1 + \frac{2}{\pi} \tan^{-1}(n(t - t_0))\right), \quad (1)$$

где t – время, a и b моделируют эволюцию фонового поля, c – 0.5 амплитуды шага, n – параметр обратного времени, связанный с наклоном шага, t_0 – время в середине шага. Магнитное поле в каждом пиксельном временном ряду было представлено уравнением (1). Согласно [2] амплитуда изменений магнитного поля определена как $\Delta B = 2c$.

Все дальнейшие исследования проводились в выбранных областях (рис. 1). В каждой магнитной аномалии были вычислены амплитуды изменений поля ΔB . Построены распределения количества изменений от модуля амплитуды изменений магнитного поля в аномалии. Распределения показали идентичный ход и были объединены. На рис. 2 показано общее для пяти аномалий распределение.

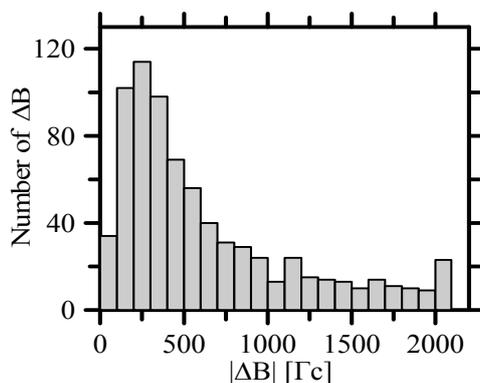


Рис. 2.

Самое слабое наблюдаемое изменение поля составило 36 Гс, самое сильное – 2608 Гс. Более 45% всех изменений превысило 500 Гс.

Среднеквадратичные значения напряженности магнитного поля $\langle B^2 \rangle^{1/2}$ в каждой магнитной аномалии как функции времени, вместе с соответствующими изменениями относительных интенсивностей I/I_0 в фотосферной линии и потока мягкого рентгеновского излучения в диапазоне 1–8 Å, полученного на GOES-15, показаны на рис. 3. Ось времени выражена в минутах от времени начала вспышки по GOES минус 3 минуты. Напряженность поля постоянна с различными значениями до и после вспышки. Значительные изменения магнитного поля происходили только вблизи максимума рентгеновского излучения. После окончания вспышки магнитный поток восстанавливает свои предвспышечные значения. Скорость изменения магнитного поля в области магнитной аномалии менялась от 82 до 682 Гс мин⁻¹. Изменения сопровождались импульсным увеличением средней интенсивности до 17%. Транзиенты существовали несколько минут.

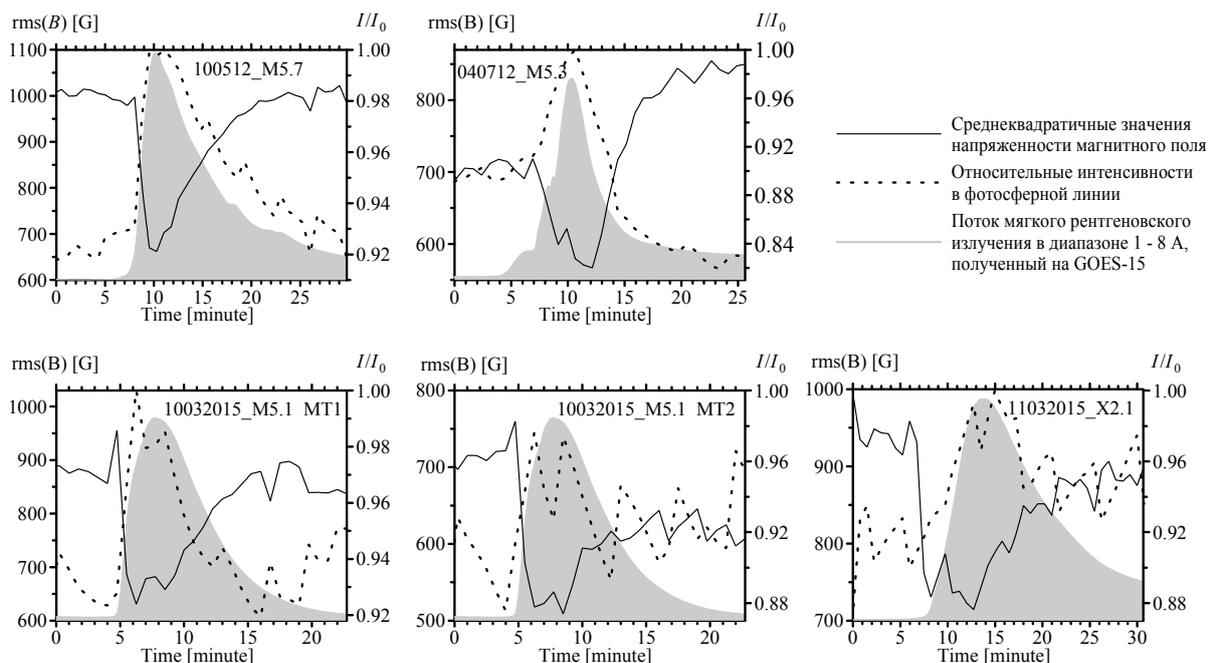


Рис. 3.

Заключение

Проведен анализ изменений продольного магнитного поля в течение 1 X- и 3 M- класса вспышек по данным HMI/SDO. Инверсия полярности магнитного поля наблюдалась в сильных магнитных полях во время вспышек. Получены следующие важные характеристики транзиентов.

Структуры наблюдались в тени пятен и существовали в течение нескольких минут. Пятна имели как простую, так и δ -конфигурацию.

Обнаружены изменения магнитных полей в диапазоне от 36 до 2600 Гс. Необратимые изменения составили от 40 до 65%. Более 45% изменений поля имели амплитуду больше 500 Гс. Скорость изменения магнитного поля составила порядка сотен гауссов в минуту. Изменение магнитного поля в этих структурах сопровождалось сильным увеличением средней относительной интенсивности импульса (до 17%).

Существует хорошая корреляция между изменениями мягкого рентгеновского потока в диапазоне 1–8 Å, магнитного потока в аномалии и изменениями средней интенсивности в фотосферной линии.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 16-02-00221 А.

Литература

1. Schou J. et al. // Solar Phys. 2012. V. 275. P. 229.
2. Sudol J.J., Harvey J.W. // Astrophys. J. 2005. V. 635. P. 647.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В ЛИНИЯХ He I И H α

Гопасюк О.С., Барановский Э.А., Штерцер Н.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

CORONAL HOLES FROM He I AND H α LINE OBSERVATIONS

Gopasyuk O.S., Baranovskii E.A., Shtertser N.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The physical state of matter at the base of the coronal hole at the level of the chromosphere was studied from observations in the H α and He I 10830 Å lines. The polar coronal hole was observed in the northern hemisphere in 2015–2017 during 24 Carrington rotations. Boundaries of the coronal hole were determined from observations in the 193 Å line. Intensities in the lines were expressed in units of the unperturbed Sun. For the He I 10830 Å line, the relative intensity of coronal holes varied within 1.0046–1.0355, for the H α line – within 0.9676–0.9753. Models of the chromosphere explaining the observed features are calculated. Models are built based on calculations of the He I and H α line profiles in the non-LTE approximation. The difference in the atmospheres of coronal holes and the quiet Sun begins at the level of the upper photosphere at $T > 4 \cdot 10^3$ K. Throughout the chromosphere, the temperature and density in the coronal hole is lower than in the undisturbed chromosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-119-122

Введение

Корональные дыры (КД) являются областями самой низкой плотности в солнечной атмосфере. Их низкая плотность и температура по сравнению с внешней короной приводят к уменьшению излучения в ультрафиолете и мягком рентгене. В фотосфере и нижней хромосфере температура и плотность в основании КД отличается от значений окружающей атмосферы незначительно. В корональных линиях не видно какого-либо значительного контраста интенсивности между областями корональных дыр и окружающей их атмосферы до тех пор, пока температура не превысит 10^5 К. Начиная с высот десятков тысяч километров над уровнем фотосферы температура в КД становится заметно ниже температуры окружающей короны и составляет порядка $1-1.5 \cdot 10^6$ К. Плотность КД на этих высотах также ниже.

В настоящей работе мы на основании наблюдений КД полученных на AIA/SDO [1], Башенном солнечном телескопе БСТ-2¹ Крымской астрофизической обсерватории РАН и данных обсерваторий сети GONG², предлагаем возможный вариант физических условий в основании КД на уровне хромосферы.

¹ <http://solar.crao.crimea.ru/eng/observations.htm>

² <https://gong2.nso.edu>

SDO/AIA получает изображения полного диска Солнца в линии *SDO/AIA* в линии 193\AA , с пространственным и временным разрешением $0''.6 \text{ pixel}^{-1}$ и 12 с, соответственно. Наземные хромосферные наблюдения в линии $\text{H}\alpha$, полученные солнечными обсерваториями сети GONG, имеют пространственное разрешение $\sim 1''$ пиксель $^{-1}$. В КрАО РАН изображения полного диска Солнца в инфракрасной линии $\text{He I } 10830 \text{\AA}$ получают с универсальным спектрофотометром телескопа БСТ-2 [2].

Метод исследований

Исследование физических условий в основании КД проведены по данным наблюдений полярной КД, существовавшей в северном полушарии 24 кэррингтоновских оборота в июне 2015 г. – марте 2017 г. Были использованы одновременные данные наблюдений КД в трех спектральных линиях с 17.08.2015 по 09.07.2016. Изображения Солнца в каждой из линий были приведены к уровню спокойного Солнца, заведомо лишённого любой активности. Границы КД определялись по изображениям в линии 193\AA с помощью алгоритмов предложенных в работах [3, 4] и затем переносились на изображения в $\text{He I } 10830 \text{\AA}$ и $\text{H}\alpha$. *SDO/AIA* изображения Солнца в линии 193\AA на рис. 1 показывают эволюцию полярной корональной дыры с 17.08.2015 по 09.07.2016. Сплошными контурами нанесены границы КД.

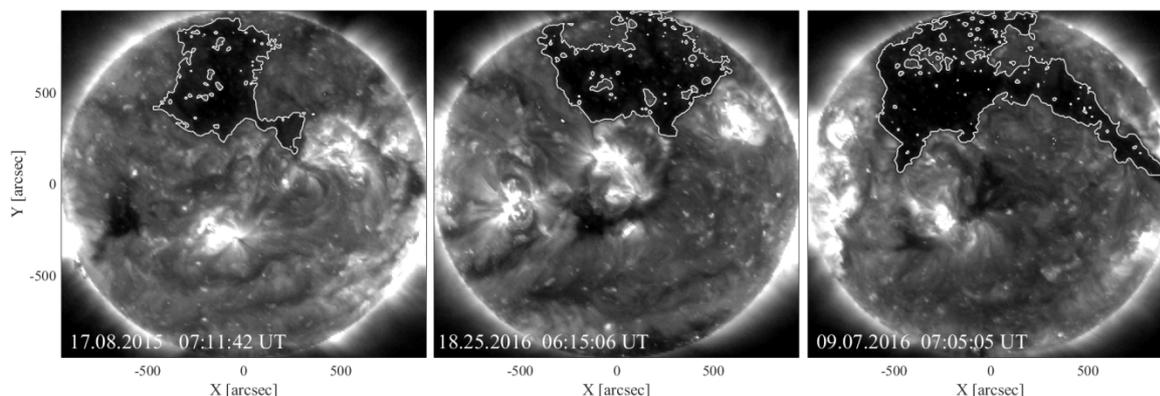


Рис. 1.

Интенсивности потока излучения в КД в линии 193\AA менялась в пределах $0.2094\text{--}0.3034$, в линии $\text{He I } 10830 \text{\AA}$ – $1.0046\text{--}1.0355$ и в линии $\text{H}\alpha$ – $0.9676\text{--}0.9753$. В линиях 193\AA и $\text{H}\alpha$ интенсивность КД понижена. И если в короне понижение составило $70\text{--}80\%$, то в хромосфере, на высотах образования $\text{H}\alpha$ оно составило всего $2\text{--}3\%$. В то же время в хромосфере на уровне образования $\text{He I } 10630 \text{\AA}$ интенсивность КД выше на $1\text{--}4\%$.

Для объяснения наблюдаемых интенсивностей корональных дыр в хромосфере были проведены вычисления яркости КД в центре линий. Увеличение яркости в центре линии означает соответствующее изменение профиля линии. Профили линий вычислялись для различных физических

условий в атмосфере Солнца от области температурного минимума до верхней хромосферы. Модель определялась ходом параметров – температуры, плотности, турбулентной и лучевой скоростей, с высотой. По вычисленным профилям определялась интенсивность в центре линии, которая сравнивалась с наблюдаемым распределением интенсивности в КД. Таким образом, подбирались модели хромосферы, в которых вычисленные интенсивности соответствуют наблюдаемым. Построение моделей проводилось по наблюдениям в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$ с помощью неЛТР программы, алгоритм которой представлен в работе [5].

Результаты вычислений

Восстановив профили линий по наблюдаемым интенсивностям была получена температура и плотность в основании КД в хромосфере. На рис. 2 представлен ход (а) температуры и (б) плотности в моделях хромосферы, объясняющих наблюдаемые интенсивности КД в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$, в зависимости от высоты в хромосфере. Ось абсцисс выражена в единицах колонковой плотности. Линия $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$ образуется при значениях $\lg(m) = -5.8 - -5.2 \text{ г/см}^2$, $\text{H}\alpha$ образуется при $\lg(m) = -5.8 - -2 \text{ г/см}^2$. Значения $\lg(m) \approx -1 \text{ г/см}^2$ соответствуют уровню температурного минимума. Плотность представлена логарифмом числа атомов водорода. Сплошными кривыми показан ход изменения параметров T и n_{H} в невозмущенной хромосфере. Штриховыми и пунктирными кривыми показаны изменения параметров при различных наблюдаемых интенсивностях в хромосферных линиях.

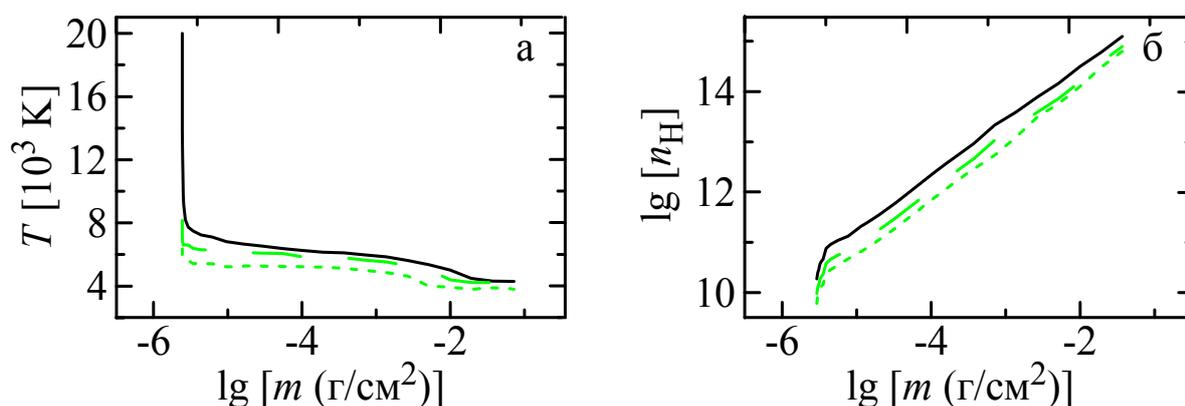


Рис. 2.

Модели характеризуются увеличением температуры в КД с высотой. Диапазон изменения температур в КД составил 4580–8150К. Плотность в КД понижается с увеличением высоты и меняется от $\lg(n_{\text{H}}) = 14.8$ в области температурного минимума до значений $\lg(n_{\text{H}}) = 9.8$ в верхней хромосфере. Как видно из рис. 2а, температура в корональной дыре ниже по

сравнению с невозмущенной хромосферой. Различие составляет 500–1500К. Самые большие различия достигаются в верхней хромосфере. Плотность в КД (рис. 2б) ниже по сравнению с невозмущенной хромосферой в 2–3 раза.

Заключение

По данным наблюдений в линиях $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$ определены температура и плотность в КД в виде зависимости этих величин от высоты в хромосфере. Вычисления проведены на основании расчетов профилей линий $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$ с помощью неЛТР программы.

На уровне хромосферы температура в КД ниже на 500–1500°К по сравнению с невозмущенной хромосферой, плотность в КД ниже по сравнению с невозмущенной хромосферой 2–3 раза.

Таким образом, мы получили, что уменьшение температуры и плотности в КД происходит по всей хромосфере, включая и верхние слои фотосферы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 17-42-92017 р_а.

Литература

1. *Lemen J. R. et al. // Solar Phys. 2012. V. 275. P. 17.*
2. *Stepanian N.N. et al. // Bull. of the Crimean Astrophys. Obs. 2000. V. 96. P. 171.*
3. *Rotter T., Veronig A.M., Temmer M., Vršnak B. // Solar Phys. 2012. V. 281. P. 793.*
4. *Reiss M.A. et al. // Space Weather. 2016. V. 14.*
5. *Avrett E.H., Loeser R. // SAO. Special Report. 1969. V. 303.*

СОЛНЕЧНЫЕ СОБЫТИЯ 4–10 СЕНТЯБРЯ 2017 ГОДА: ПРОТОНЫ И ЭЛЕКТРОНЫ (I)

Григорьева И.Ю.¹, Струминский А.Б.²

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

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

SOLAR EVENTS ON SEPTEMBER 4–10, 2017: PROTONS AND ELECTRONS (I)

Grigorieva I.Yu.¹, Struminsky A.B.²

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

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

Onset time of solar proton and electron events at the Earth orbit is important for determination of moment and sites of their acceleration at the Sun. A ratio of numbers of solar electrons to protons is an important characteristic of acceleration mechanism. Hard X-ray (HXR) emission of solar flares M5.5 on September 4, 2017 and X8.2 on September 10, 2017 – sources of solar protons and electrons in the interplanetary space. The ACS SPI detector is used as a detector of relativistic protons. Onset times of relativistic solar electron event (EPHIN SOHO) and solar proton event (ACS SPI) near the Earth are considered. Light curves of HXR intensity and temporal profiles of solar proton and electron intensities are compared relatively a chosen zero time – onset of radio emission at 15.4 GHz. From solar and interplanetary observations we got evidences of existence of two phases and two accelerations mechanisms operating in the solar flares of September 4 and 10, 2017.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-123-126

Ускорение заряженных частиц является фундаментальным свойством солнечных вспышек. Начиная с работы [1], появляется все больше свидетельств того, что собственно вспышку можно разделить, по крайней мере, на две фазы, в которых, по-видимому, работают принципиально разные физические механизмы ускорения. В первой фазе ускоряются преимущественно электроны, а во второй фазе преобладают протоны [2–5]. Этот факт находит свое подтверждение и в межпланетной среде, где наблюдаются как электронные, так и протонные события [6–9].

Механизм ускорения, работающий во второй фазе, может быть связан как с ускорением на ударных волнах корональных выбросов массы (Coronal Mass Ejection, CME) [10], так и в системе после вспышечных петель (постэруптивное ускорение [11]). Спор о роли вспышек и ударных волн CME продолжается [12]. Время первого прихода солнечных электронов и протонов на Землю важно для определения момента и места их ускорения на Солнце, а соотношение между числом ускоренных протонов и электронов является важной характеристикой солнечных ускорителей.

Антисовпадательная защита спектрометра на ИНТЕГРАЛе (ACS SPI) регистрирует фотоны с энергией более 150 кэВ. В момент солнечных вспышек с HXR излучением ACS SPI регистрирует первичные солнечные фотоны. Благодаря вытянутой эллиптической орбите КА и большой массе детектора, ACS SPI зачастую оказывается единственным инструментом, зарегистрировавшим солнечное HXR излучение. В данной работе для получения информации о солнечном HXR излучении мы будем использовать, как данные ACS SPI (<http://isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacs.pl>), так и данные RHESSI.

В случае прихода к Земле солнечных космических лучей ACS SPI регистрирует вторичные фотоны, рожденные солнечными протонами. В некоторых событиях ACS SPI оказывается более чувствительным детектором протонов, чем нейтронные мониторы (НМ) [13]. Здесь мы используем ACS SPI, как некалиброванный детектор релятивистских протонов. Данные по потокам релятивистских электронов дает детектор EPHIN SOHO (<http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm>).

Характеристики рассматриваемых событий представлены в таблице. Данные событий взяты с сайта (<ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>), по CME (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Времена (мин) в таблице даны относительно начала радиоизлучения на 15.4 ГГц в каждом событии. А – дата, нулевое время, балл вспышки, Б – начало и максимум вспышки мягкого рентгеновского излучения (SXR) по GOES; В – время максимума температуры, время запаздывания максимума мера эмиссии относительно максимума температуры; Г – время первого появления CME(LASCO C2) и его скорость км/с; Д – время и величина максимума излучения на 15.4 ГГц (СЕР); Е – время начала радио всплесков III, II и IV типов; Ж – время начала роста вторичных частиц ACS SPI/электронов SOHO EPHIN 2.64–6.12 кэВ от первой/второй фазы вспышки.

Таблица.

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж
04.09.2017 20:43 M5.5	-2/+3	-11/2	-7 1418	+6 360	?/-1/-95	+27/нет/+15
06.09.2017 09:00 X2.2	-3/+10	+9/2	нет	+9 1400	?/?/?	нет/+6/нет
06.09.2017 11:54 X9.3	-1/+8	+3/6	+30, 1571	+2 8100	+3/+8/+7	+25/+3/+35
10.09.2017 15:52 X8.2	-20/+11	+5/10	+8, 3163	+6 21000	+2/+16/+1	+25/+4/+16

Здесь мы ограничимся обсуждением событий 4 и 10 сентября 2017 г., где удалось зарегистрировать HXR (RHESSI). События 6 сентября 2017 г. с доступными данными по радиоизлучению обсуждаются в [14].

Вспышка M5.5 4 сентября 2017 года примечательна тем, что в ней наблюдалось два HXR всплеска, разнесенных во времени (рис. 1, левая па-

нель). Причем, второй всплеск наблюдался на фазе спада SXR и характеризовался более жестким спектром. В первом всплеске RHESSI регистрировал HXR только до 50 кэВ, при этом не наблюдалось радиоизлучение на 15.4 ГГц (см. таблицу). Это событие напоминает событие 26 октября 2003 года, рассмотренное в работе [15]. Данные на рисунке 1 показывают, что именно второй всплеск HXR был источником длительного электронного и протонного события в межпланетной среде. Традиционные детекторы протонов в это время возрастания интенсивности не показывали. Релятивистские электроны и протоны должны были быть ускорены во второй фазе вспышки, возможно, при формировании аркады петель после вспышки. Это ускорение не было связано с СМЕ, так как выброс находился на высоте более 4 радиусов Солнца. Электроны с мягким спектром, ускоренные в первом HXR всплеске, по всей видимости, не вышли в межпланетное пространство или их интенсивность была ниже фона.

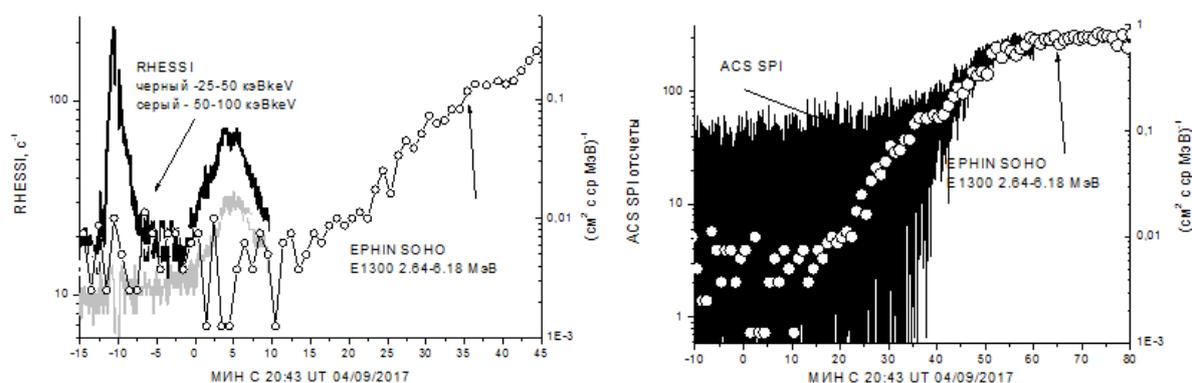


Рис. 1.

Вспышке X8.2 и протонному событию 10 сентября 2017 г. посвящено много работ [16–19], где получены достаточно противоречивые результаты. Здесь мы хотим подчеркнуть, что наблюдаемое HXR излучение было типичным для события, сопровождавшегося солнечными протонами в межпланетном пространстве, то есть выполнялся закон Киплингера «soft-hard-harder» [20]. Это видно на левой панели рисунка 2 при сравнении данных RHESSI и ACS SPI. Электроны наблюдались детектором EPHIN SOHO от каждого этапа Киплингера «soft-hard-harder».

Протоны, ответственные за анизотропное GLE [16], пришли на Землю одновременно с релятивистскими электронами, ускоренными во второй фазе вспышки одним и тем же механизмом ускорения (рис. 2, правая панель). Ускорение протонов до релятивистских энергий в фазе вспышки “harder” – после 5 мин согласуется наблюдением гамма-излучения детектором Fermi/LAT [19]. До 14–15 мин наблюдалось чисто электронное событие. Протоны меньших энергий, которые могли ускоряться в первой фазе вспышки, могли прийти значительно позднее релятивистских протонов, поэтому их трудно выделить на общем фоне.

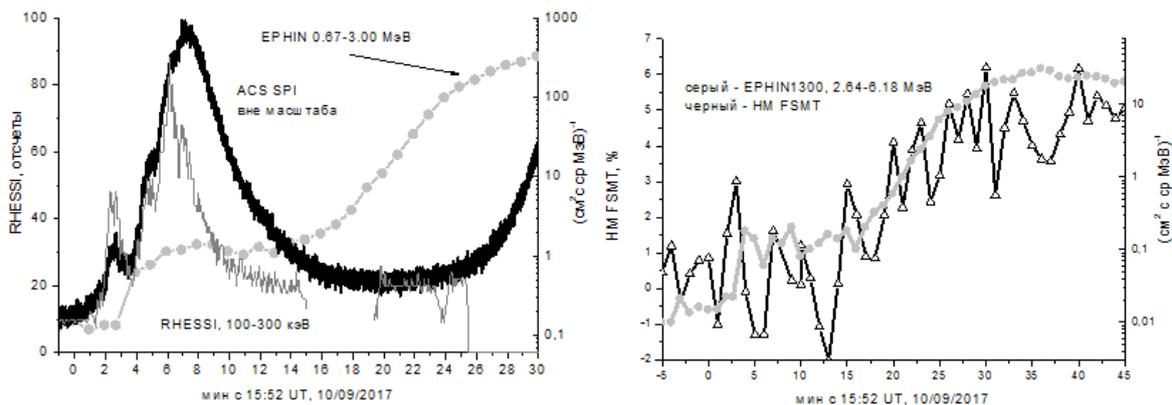


Рис. 2.

Таким образом, получены свидетельства существования двух фаз и двух механизмов ускорения во вспышках 4 и 10 сентября 2017. Вблизи Земли 4 сентября были зарегистрированы только солнечные протоны и электроны, ускоренные во второй фазе вспышки M5.5, а 10 сентября были зарегистрированы как электроны от первой фазы вспышки, так протоны и электроны от второй фазы вспышки X8.2. Как и ожидалось, первая фаза вспышек характеризовалась мягким спектром НХР, а вторая фаза более жестким спектром НХР. События от вспышек X2.2 и X9.3 6 сентября 2017 рассмотрены авторами во второй работе [14] в настоящем сборнике.

Работа Григорьевой И.Ю. поддержана субсидией по программе «Энерговыделение», Струминским А.Б. – субсидией по программе «Плазма».

Литература

1. Wild, J.P., Smerd, S.F., Weiss, A.A. // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1963, v. 1, p. 291.
2. Frost K.J., Dennis B.R. // ApJ, 1971, 165:655-659.
3. Bai, T., and Ramaty, R. // Solar Phys., 1976, v. 49, p. 343.
4. Ramaty, R., Murphy, R.J., Dermer, C.D. // ApJ, 1987, v. 316, p. L41.
5. Shih, A.Y., Lin, R.P., Smith, D.M. // ApJ, 2009, v. 698, p. L152.
6. Ramaty, R., Colgate, S.A., Dulk, G.A., et al. // 1978, Chapter 4 in the proc. of the 2nd SKYLAB Workshop on Solar Flares, pp. 117-185, ed. P.A. Sturrock.
7. Cane, H.V., McGuire, R.E., von Rosenvinge, T.T. // ApJ, 1986, vol. 301, p. 448.
8. Cane, H.V., Richardson, I.G., von Rosenvinge, T.T. // JGR, 2010, V. 115, A8, A08101.
9. Cliver, E.W. // ApJ, 2016, 2016832:128 (8 pp).
10. Cliver, E.W. // 2009, Proc. IAU Symp., v. 257, p. 401.
11. Chertok I.M. // 1995, 24th ICRC, v. 4, p.78.
12. Мирошниченко, Л.И. // УФН, 2018, т. 1886 с. 345.
13. Struminsky, A. and Zimovets, I. // 2009, 21st ECRS, Slovak Academy of Sciences. p. 237.
14. Григорьева, И.Ю., Струминский, А.Б. Солнечные события 4–10 сентября 2017 года: радиоизлучение II–IV типов (II) // 2018, в этом сборнике.
15. Zimovets, I. and Struminsky A. // Solar Phys., 2012, V. 281, p.749.
16. Kurt V., Belov A., Kudela K, et al. // Contrib. Astron. Obs. Skalnat'e Pleso, 2018, v. 35. p. 1.
17. Gopalswamy, N., Yashiro, S., Makela, P., et al. // ApJ, 2018, v. 863, id. L39, 6 pp.
18. Gary, D.E.; Chen, B.; Dennis, B.R.; et al. // ApJ, 2018, v. 863, id. 83, 9 pp.
19. Omodei N., Pesce-Rollins M., Longo, F., et al. // ApJ, 2018, v. 865, id. L7, 6 pp.
20. Kiplinger, A. // ApJ, 1995, 453, 973.

**СОЛНЕЧНЫЕ СОБЫТИЯ 4–10 СЕНТЯБРЯ 2017 ГОДА:
РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ II–IV ТИПОВ (II)**

Григорьева И.Ю.¹, Струминский А.Б.²

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

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

**SOLAR EVENTS ON SEPTEMBER 4–10, 2017:
RADIO EMISSION II–IV TYPES (II)**

Grigoryeva I.Yu.¹, Struminsky A.B.²

¹Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

²Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

The powerful flares of the beginning of September 2017, as the most likely sources of solar energetic particles (protons and electrons) registered near the Earth, are investigated. A comparison is made of time profiles in X-ray (GOES, RHESSI) and in the radio range using available data (RSTN), as well as the intensity of solar electrons (SOHO / EPHIN) in the X2.2 and X9.3 events on September 6, 2017. The detection times of solar radio types II–IV bursts are analyzed. It was shown that two phases of particle acceleration are realized in the considered flares, regardless of the propagating coronal mass ejection. This is evident from the observations of non-thermal processes in the hard X-ray and radio ranges. Apparently, the characteristic of proton flares is type IV radio emission, which is associated with the particle acceleration during the post-eruptive phase of flares.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-127-131

Мощные вспышечные события считаются наиболее вероятными кандидатами в источники солнечных протонов и электронов (солнечных космических лучей – СКЛ) в межпланетной среде. Радиоизлучение III типа, регистрируемое в таких событиях, является одним из указаний на выход частиц, ускоренных во вспышке, в межпланетное пространство [1]. Радиоизлучение II типа связывают с ударной волной выброса корональной массы (СМЕ), которая часто рассматривается как ускоритель частиц, так и место, и средство выхода частиц в межпланетное пространство [2]. Спор о происхождении СКЛ в радиоастрономии, зачастую, сводится к вопросу о том, что лучше коррелирует с событиями СКЛ – радиоизлучение II или III типа (см., например, [3]). При этом забывают, о радиоизлучении IV типа, которое также хорошо коррелирует с событиями СКЛ и, по-видимому, указывает на третий механизм ускорения СКЛ [4].

В работе рассматривается солнечное радиоизлучение, зарегистрированное во вспышках M5.5 4-го, X2.2 и X9.3 6-го и X8.2 10 сентября 2017 года. Качественный анализ радиоизлучения этих вспышек по методике ИЗМИРАН приведен в работе [5]. Детальное исследование радиоизлучения в диапазоне 18–3 ГГц (EOVSA) и жесткого рентгена (RHESSI) зарегистри-

стрированного во вспышке X8.2 10 сентября 2017 года, приведено в работе [6]. Вспышка X2.2 6 сентября 2017 года, в которой не регистрировалось радиоизлучение II–IV типов, была источником чисто электронного собы-

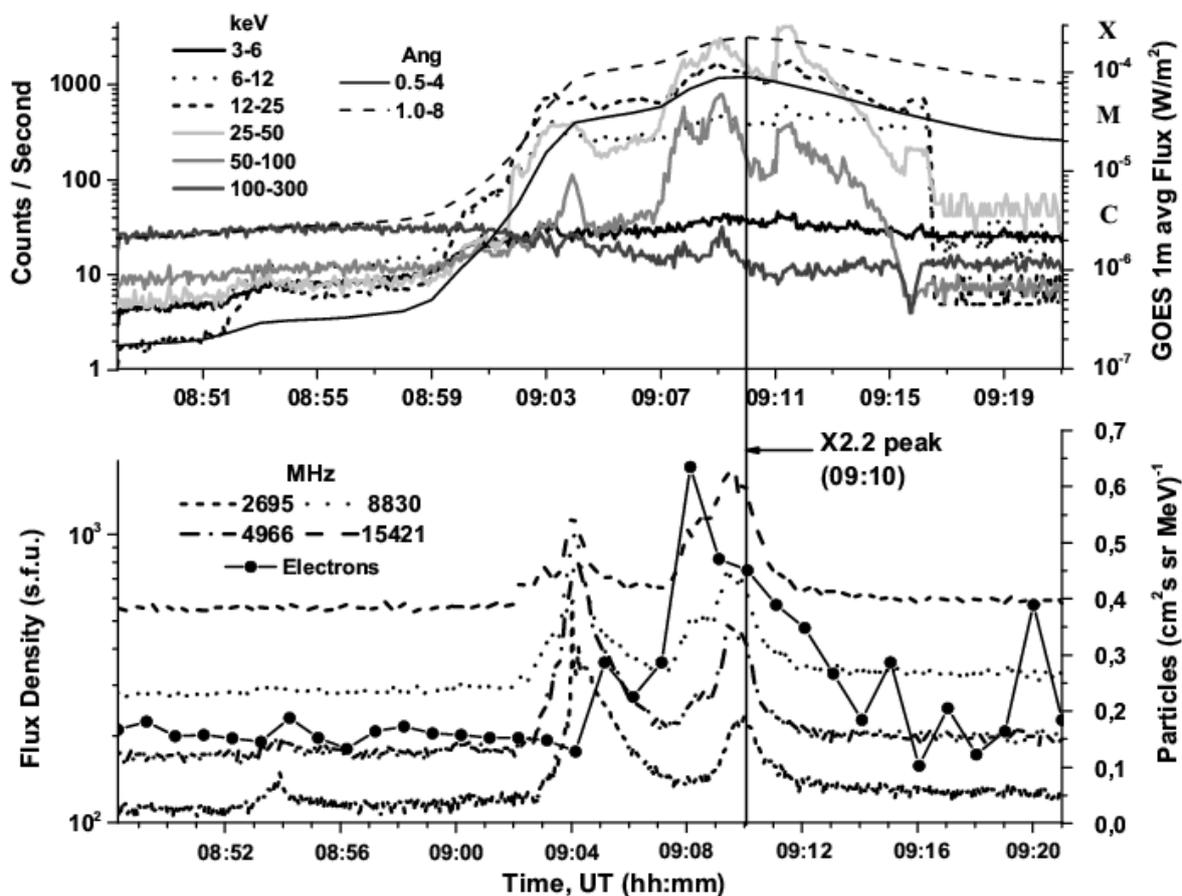


Рис. 1. Временные профили вспышечного излучения и зарегистрированные ускоренные электроны в событии X2.2 6 сентября 2017. *Вверху:* поток усред. за 1 мин. SXR-излучения (GOES, штриховая и сплошная плавные линии), HXR-всплеск (RHESSI, сплошная, пунктирная, штриховая кривые в каналах с энергиями 3–6, 6–12 и 12–25 кэВ; линии в градации серого – излучение в каналах 25–50, 50–100 и 100–300 кэВ). Верт. шкалы – значения потока W/m², буквы – соответствующий балл (справа) и скорость счета в секунду (слева). *Внизу:* запись всплеска на микроволнах (RSTN, штриховая, пунктирная, штрихпунктирная и коротко-штриховая линии запись на частотах 15.4, 8.83, 4.96 и 2.69 ГГц), количество ускоренных электронов на единичную площадку в секунду с МэВ-энергией (SOHO/EPHIN, черные точки на кривой). Верт. шкалы – плотность потока в s.f.u. (слева, 1 s.f.u. = 10⁻²² W m⁻² Hz⁻¹) и количество частиц (справа). Шкалы внизу: время в UT часах и минутах (чч:мм), соответственно. Верт. прямая линия – время пика вспышки по данным GOES.

тия в межпланетной среде. Это видно по соответствию временного профиля интенсивности электронов на нижней панели рисунка 1 (SOHO/EPHIN, <http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm>, черные кружки) профилям потока рентгеновского излучения (SXR, GOES и HXR, RHESSI) на верхней панели и всплеску на микроволнах (RSTN, нижняя панель) на

первой фазе вспышки. В других вспышках радиоизлучение III, II и IV типов присутствовало (см., например, рис. 2), согласно сводным отчетам о солнечной активности, составленным американским Центром Предсказания Космической Погоды (the Space Weather Prediction Center) <ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>, за исключением вспышки M5.5 4 сентября – не было III типа.

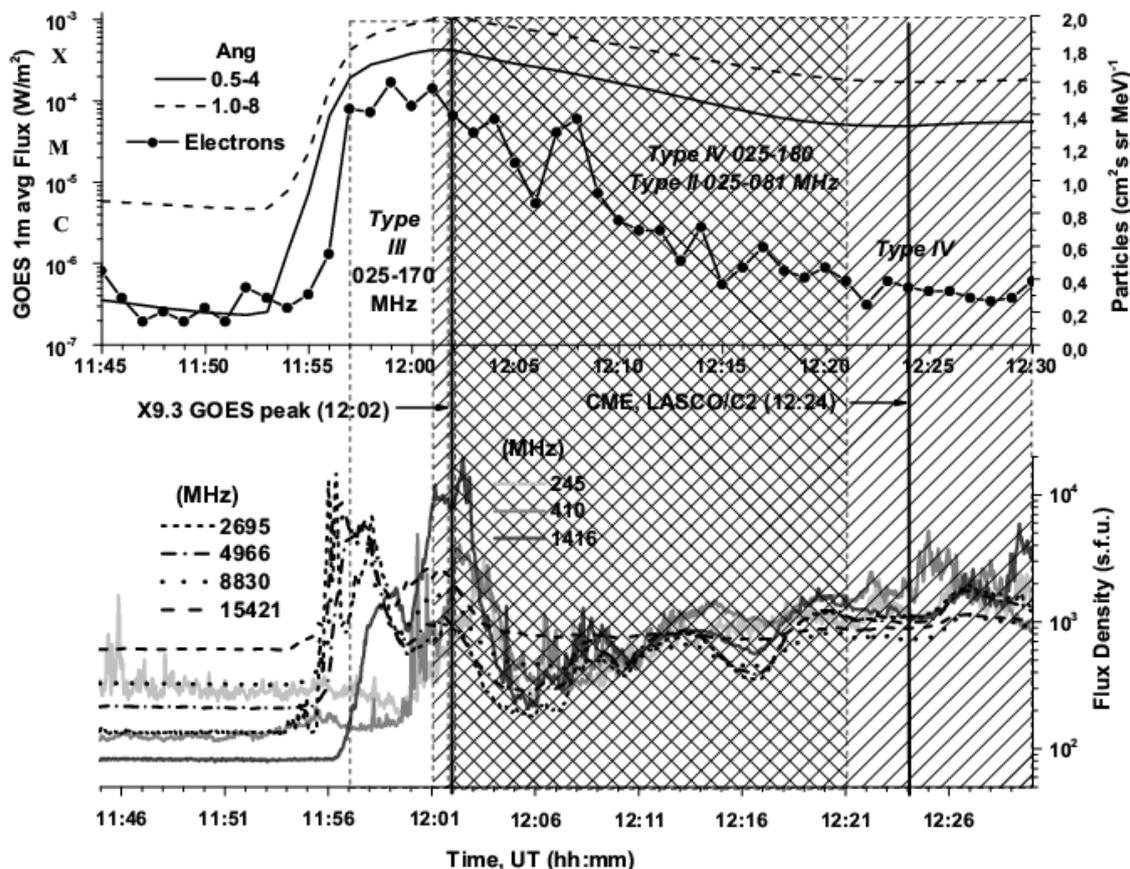


Рис. 2. Временные профили вспышечного излучения и зарегистрированные ускоренные электроны в событии X9.3 6 сентября 2017. *Вверху:* поток усред. за 1 мин. SXR-излучения (GOES, штриховая и сплошная плавные линии), количество ускоренных электронов на единичную площадку в секунду с МэВ-энергией (SOHO/EPHIN, черные точки на кривой). Верт. шкалы – значения потока W/m^2 , буквы – соответствующий балл (слева) и количество частиц (справа). *Внизу:* запись радио всплеска (RSTN, штриховая, пунктирная, штрихпунктирная и коротко-штриховая линии запись на частотах 15.4, 8.83, 4.96 и 2.69 ГГц; линии в градации серого – 1415, 410, 245 МГц). Верт. шкалы – плотность потока в s.f.u. (слева, $1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$). Шкалы внизу – время в UT в часах и минутах (чч:мм), соответственно. Верт. прямые линии – время пика вспышки по данным GOES и момент первой регистрации CME на SOHO LASCO_C2. Бары – время регистрации радиоизлучения III типа на частотах 25-170 МГц (пустой), IV-типа на частотах 25–180 МГц (косой штрих) и II типа на частотах 25–81 МГц (сетка-штрих).

Отметим, что выбор начала регистрации радиоизлучения на 15,4 ГГц (однозначно связанного со вспышечными процессами) в качестве формального ноль-времени в изучаемых солнечных вспышках, приводит к си-

стематизации временных профилей электронов и протонов (см. таблицу в первой работе авторов [7] в настоящем сборнике). При этом не происходит аналогичной систематизации времен первого появления СМЕ и начала радиоизлучения II типа, также сильно различаются и сами скорости СМЕ наблюдающиеся в событиях. Это является аргументом против ускорения СКЛ ударными волнами на фронте СМЕ, как это объясняется в работе [8].

На наш взгляд, выше изложенное показывает, что во вспышках реализуются две различные фазы ускорения и продолжительного выхода частиц в межпланетную среду. По-видимому, характеристикой протонных вспышек является IV тип радиоизлучения, который связан с ускорением частиц на постэруптивной фазе вспышек [9].

Авторы благодарят докторов ф.-м. наук (ИЗМИРАН) В.Н. Обридко и Г.Г. Чернова за полезные комментарии. Все данные, которые упомянуты в этой работе (GOES, RSTN, RHESSI, SOHO/EPHIN) находятся в открытом доступе.

Работа, выполненная Григорьевой И.Ю. (ГАО РАН), осуществлялась по программе «Энерговыведение»; Струминским А.Б. (ИКИ РАН) – за счет субсидии программы «Плазма».

Литература

1. *Cane, H.V., Erickson, W.S., Prestage, N.P.* // J. of Geophys. Res. (Space Physics), 2002, vol. 107 (A10), id. 1315.
2. *Cliver, E.W., Kahler, S.W., Reames, D.V.* // Astrophys. J., 2004, vol. 605, p. 902.
3. *Cliver, E.W., Ling, A.G.* // Astrophys. J., 2009, vol. 690, p. 598.
4. *White, S.M.* // Asian J. Phys., 2007, vol. 16, p. 189.
5. *Chertok, I.M.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2018, vol. 58, No. 4, pp. 457–463.
6. *Gary, D.E.; Chen, B.; Dennis, B.R.; et al.* // ApJ, 2018, vol. 863, id.83, 9 pp.
7. *Григорьева И.Ю., Струминский А.Б.* Солнечные события 4–10 сентября 2017 года: протоны и электроны (I) // 2018, в этом сборнике.
8. *Cliver, E.W.* History of research on solar energetic particle (SEP) events: the evolving paradigm // Proc. IAUS, 2009, vol. 257, p. 401-412.
9. *Chertok, I.M.* Post-Eruption Particle Acceleration in the Corona: A Possible Contribution to Solar Cosmic Rays // 24th ICRC, 1995, vol. 4, p.78.

НЕПРЕРЫВНЫЕ ШЕСТИДЕСЯТИЛЕТНИЕ РЯДЫ НАБЛЮДЕНИЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ НА МАЛОМ КОРОНОГРАФЕ ГАС ГАО РАН

Гусева С.А.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

CONTINUOUS SIXTY-YEAR OBSERVATIONS OF THE SPECTRAL SOLAR CORONA ON THE SMALL CORONAGRAPH OF MAS CAO RAS

Guseva S.A.

*Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS,
Kislovodsk, Russia*

This paper presents the rows of the spectral corona of the Kislovodsk MAS CAO RAS. For its 70-years history, the Mountain Astronomical Station of the CAO RAS has 60-years continuous and uniform series in two coronal lines $\lambda = 5303\text{\AA}$ and $\lambda = 6374\text{\AA}$.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-131-134

Введение

В этом году Кисловодской Горной Астрономической Станции ГАО РАН исполняется 70 лет. Инициатором систематических наблюдений солнечной короны в СССР был Мстислав Николаевич Гневышев – основатель солнечной станции. История станции началась с внезатменного коронографа системы Лио, который был сделан в Германии на оптическом заводе Цейса в 1944 г. После Великой Отечественной войны из Йены коронограф был привезен в СССР. М.Н. Гневышев в августе 1945 г. вносит предложение на ученом совете в ГАО попросить у АН один из вывезенных из Германии коронографов. Осенью 1948 г., после разрешения президиума АН СССР провести опытные наблюдения солнечной короны (протокол от 26 февраля 1948 г. № 3, § 1), коронограф Цейса был установлен на плато Шат-Жад-Маз [1]. В феврале 1950 г. были получены первые снимки зеленой корональной линии. С 16 июля 1952 г. на ГАС ГАО РАН начались непрерывные наблюдения двух корональных линий $\lambda = 5303\text{\AA}$ (Fe XIV) и $\lambda = 6374\text{\AA}$ (Fe X) [2]. Первоначально был изготовлен призменный спектрограф, с которым и были получены первые корональные снимки, а затем изготовлен дифракционный спектрограф и М.Н. Гневышев разработал стабильную фотометрическую систему наблюдений и обработки корональных линий [3]:

- Каждая корональная линия фотографируется с прямой щелью дифракционного спектрографа, располагаемой по радиусу, через 5° позиционного угла;

- Для стандартизации делают 3 снимка центра диска Солнца через ступенчатый ослабитель, помещаемый на щели спектрографа;

- Интенсивность линии измеряется на расстоянии 40" от фотосферы.

В результате обработки получают интенсивности линий в аб. ед.

В 1967 г. состоялось международное совещание на обсерватории Пик дю Миди, где была принята методика внеатменных наблюдений, и XII съездом Международного Астрономического союза в Праге она была рекомендована всем наблюдателям спектральной короны Солнца. Разработанная М.Н. Гневнышевым методика фотометрической стандартизации, которая уже применялась на Кисловодской ГАС с 1957 г., обеспечила однородность рядов интенсивности линий, независимо от погодных условий.

До 2005 г. на внеатменном коронографе велись 3 службы наблюдений, кроме корональных линий наблюдались и протуберанцы в линии $\text{H}\alpha$ ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$). Использовались аэрофотоплёнки Изопанхром Тип-17, Тип-42 и РФ-3.

С 2005 г. введена цифровая фоторегистрация и компьютерная обработка спектральной короны. Для фотографирования коронального спектра используется цифровая камера Canon EOS Digital Rebel 600D.

В 2009 г. проведена реконструкция второго (перестраиваемого) объектива и установлена новая дифракционная решетка 1200 шт/мм.

В ноябре 2010 г. была произведена модернизация часового механизма на коронографе.

Шестидесятилетние непрерывные наблюдения солнечной короны в линиях 5303 Å и 6374 Å

За 70-летнюю историю Горной Астрономической Станции ГАО РАН созданы базы данных интенсивностей двух спектральных линий за 6 циклов солнечной активности (1957–2018 гг.) (рис. 1–2).

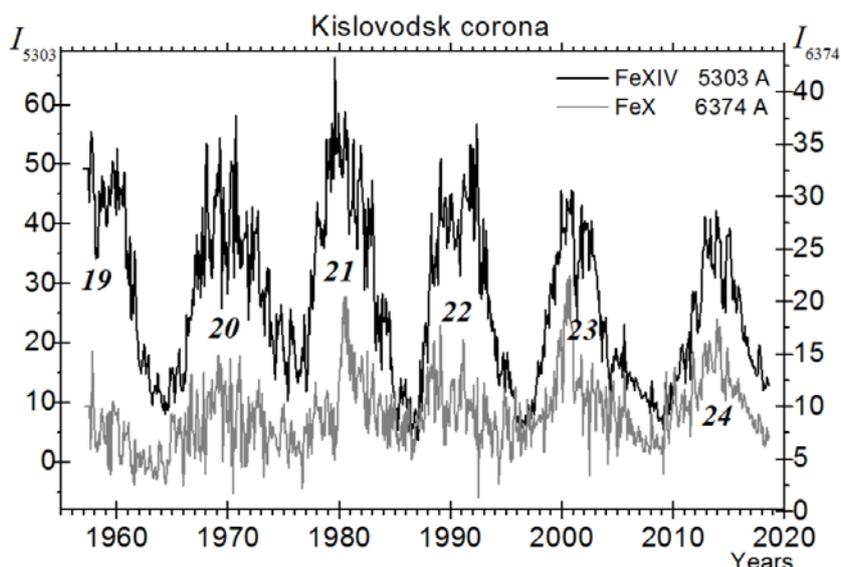


Рис. 1. Среднемесячные ряды спектральной короны в линиях $\lambda = 5303 \text{ \AA}$ и $\lambda = 6374 \text{ \AA}$.

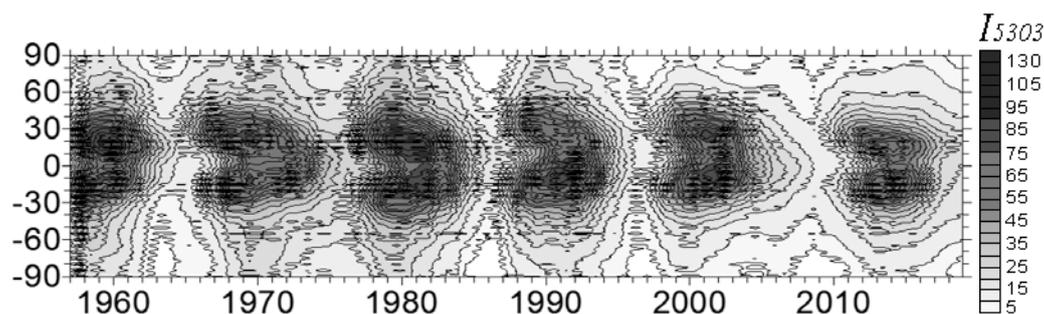


Рис. 2. Широтно-временная зависимость интенсивности зелёной корональной линии.

Несмотря на то, что регулярные наблюдения короны начались еще в 1952 году, но стабильная система наблюдений и обработки применяется с 1957 г. и до настоящего времени.

Горная Астрономическая Станция ГАО РАН на данный момент единственная, которая имеет 60-летние непрерывные и однородные ряды спектральной солнечной короны [4].

Регулярность корональных наблюдений

Без постоянных внеатомных наблюдений создание солнечной станции не было бы оправданным. На рис. 3 показана статистика наблюдений спектральной короны на ГАС ГАО РАН. После перехода на цифровые наблюдения и модернизации часового механизма время на корональные наблюдения резко сократилось, что повлияло на статистику наблюдений, количество корональных наблюдений возросло до 200 дней в год.

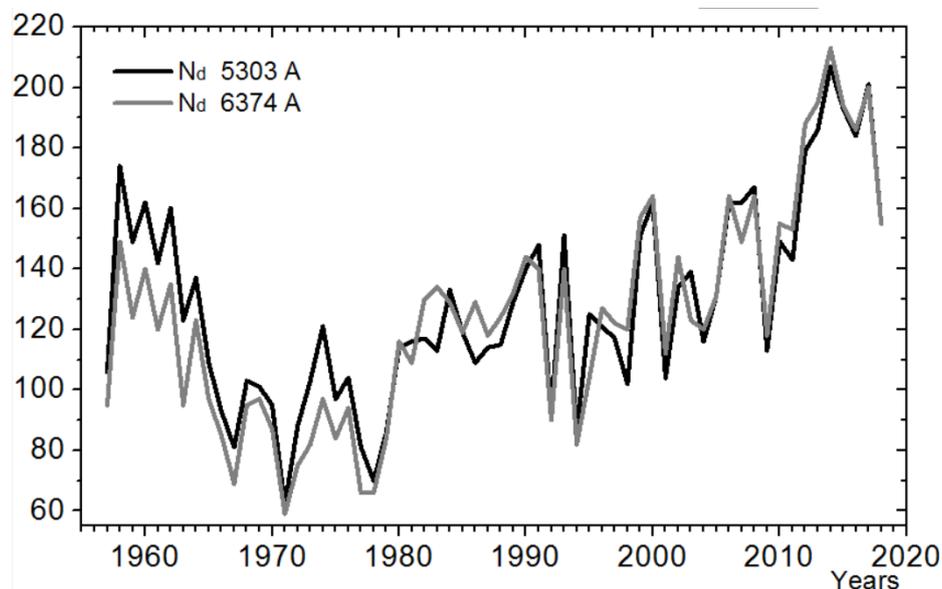


Рис. 3. Изменение количества дней корональных наблюдений за год.

Регулярные наблюдения спектральной короны в сочетании поддержания стабильности системы наблюдений и обработки корональных линий имеют главное значение в мировой «Службе Короны».

Данные наблюдений спектральной короны обрабатываются и оперативно выставляются в интернете – www.solarstation.ru. Результаты наблюдений используются для построения ежедневных корональных карт, примеры этих карт представлены на рис. 4, и сводных карт [4–5].

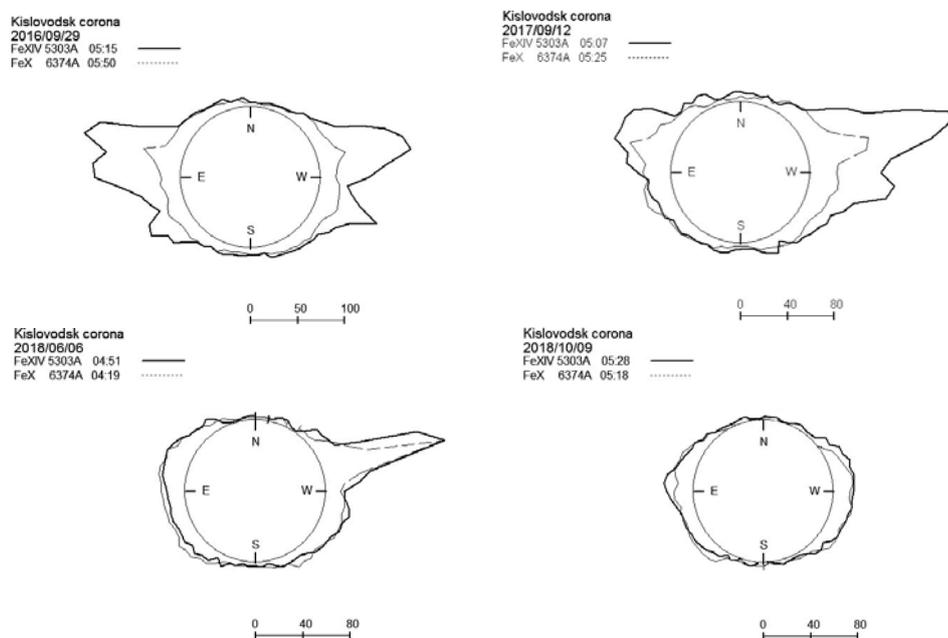


Рис. 4. Ежедневные корональные карты.

Таблицы годовых корональных сводок представлены в международном солнечном бюллетене «Quarterly bulletin on solar activity» (Japan), а сводные карты активности Солнца с интенсивностью корональных линий 5303Å и 6374Å – в Пулковском бюллетене «Солнечные данные», как в печатном, так и в электронном виде [5–6].

Литература

1. Гневъшев М.Н. История Кисловодской горной станции // ИАИ, вып. XVI. 1983. С. 71-90.
2. Гневъшев М.Н., Гневъшева Р.С. Начало регулярных наблюдений солнечной короны вне затмений // Бюлл, КИСО, 1954, J§ 10, С. 60-62
3. Гневъшев М.Н. Техника и методика корональных наблюдений // Бюлл. МГГ. 1959. С. 36–38.
4. Тлатов А.Г., Гусева С.А., Ким Гун-Дер Сравнительный анализ наблюдений спектральной короны на Кисловодской Станции в период 1957–2000 гг. // Труды конф. «Солнце в эпоху смены знака МП», ГАО РАН, СПб. 2001. С. 385–390.
5. www.solarstation.ru
6. <http://www.gaoran.ru>

ИЗМЕНЕНИЯ ЖЕСТКОСТЕЙ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ В ИЮНЕ 2015 Г. И ИХ СВЯЗЬ С ПАРАМЕТРАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ММП

Данилова О.А.¹, Тясто М.И.¹, Сдобнов В.Е.²

¹*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия
md1555@mail.ru*

²*Институт Солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITY CHANGES CAUSED BY THE DISTURBED GEOMAGNETIC FIELD OF THE STORM IN JUNE 2015 AND THEIR RELATION WITH THE INTERPLANETARY AND SOLAR WIND PARAMETERS

Danilova O.A.¹, Tyasto M.I.¹, Sdobnov V.E.²

¹*St-Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics SO RAN, Irkutsk, Russia*

Theoretical vertical effective geomagnetic thresholds were calculated for the period of a strong geomagnetic storm of June 21–25, 2015, by the method of trajectory tracing in the magnetic field of the disturbed Tsyganenko TS01 magnetosphere. The calculated (theoretical) data were compared with the experimental cutoff rigidities obtained by the global spectrographic survey of the data of the worldwide neutron monitor network. This storm is characterized by a solar wind speed of more than 740 km/s and $Dst = -204$ nT. A joint analysis of temporal variations in the theoretical and experimental geomagnetic thresholds and their relationship with the solar wind and IMF parameters was carried out. It has been found that the major contribution to the variations in the geomagnetic CR thresholds during storms comes from ring currents which increase during the storm main phase, i.e., Dst -variation. However, the main features of the magnetosphere dynamics associated with the magnetopause compression by the solar wind, along with the enhancement or decay of the main current systems, also manifest themselves in the CR geomagnetic thresholds. The goal of our study was to investigate relationships between variations in the CR cutoff rigidity and solar wind and IMF parameters.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-135-138

Введение

Климатические изменения последних десятилетий заставляют искать механизмы влияния различных факторов космической погоды на погоду и климат. Одним из важных факторов, определяющих космическую погоду, являются космические лучи (КЛ). Изменения потоков КЛ определяют ионизацию атмосферы, которая связана с такими атмосферными процессами, как, например, образование облачности, гроз, тропических ураганов. Вариации потоков КЛ в магнитосфере во время магнитосферных возмущений обусловлены в основном изменениями жесткости геомагнитного обреза ЖГО (геомагнитных порогов) КЛ и их асимптотических направле-

ний прихода в заданную точку магнитосферы. Теоретические геомагнитные пороги обычно определяют методом расчета траекторий заряженных частиц КЛ в модельном магнитном поле [1]. Метод спектрографической глобальной съемки позволяет разделить наблюдаемые вариации КЛ на немагнитосферную и магнитосферную части и определить жесткости геомагнитного обрезания на базе исходных экспериментальных данных, полученных на мировой сети станций КЛ [2].

Целью данной работы является исследование ЖГО в период сильного возмущения в межпланетной среде и магнитосфере 21–25 июня 2015 г. и связь их изменений с параметрами солнечного ветра и ММП.

Данные и методы

Мы рассчитали теоретические геомагнитные пороги космических лучей в магнитном поле эмпирической модели магнитосферы Ts01 [3–5] для каждого часа в период 21–25 июня 2015 г. Расчеты проводились для станций, расположенных на разных широтах: ESOI (33,30 N; 35,80 E), Алматы (43,20 N; 76,94 E), Рим (41,90 N; 12,52 E), Иркутск (52,47 N; 104,03 E), Москва (55,47 N; 37,32 E) и Кингстон (42,99 S; 147,29 E), пороговые жесткости которых в спокойное время охватывают область от ~10 до 2 ГВ. Выбор модели Ts01 для расчетов основан на том, что модель TS01 хорошо описывает среднюю магнитосферу во время сильных возмущений.

Экспериментальные геомагнитные пороги в период магнитной бури июня 2015 г. были определены методом спектрографической глобальной съемки (СГС) на основе данных регистрации космических лучей на мировой сети станций [2].

Изменения жесткости геомагнитного обрезания $\Delta R_{эф}$ и $\Delta R_{сгс}$ определялись как разности между рассчитанными значениями жесткости обрезания, теоретическими и экспериментальными, и жесткостями в спокойный добуриевой период (2 июня 2015 г.).

Результаты и обсуждение

Результаты расчетов временных изменения геомагнитных порогов приведены на рисунке 1. Изменения теоретических ЖГО $\Delta R_{эф}01$ на рис. 1 показаны кружками, экспериментальные $\Delta R_{сгс}$ – крестиками для периода 21–25 июня 2015 г. (172–176 день года); внизу показаны вариации Dst- и Kp-индексов геомагнитного поля, плотности N_{sw} и скорости V_{sw} солнечного ветра.

Геомагнитные пороги выбранных станций 2 июня 2015 г. имели следующие значения: ESOI – 10,2 ГВ, Алматы – 5,95 ГВ, Рим – 6,14 ГВ, Иркутск – 3,11 ГВ, Москва – 2,08 ГВ и Кингстон – 1,8 ГВ.

Из рисунка 1 видно, что в целом вариации порогов $\Delta R_{эф}$ и $\Delta R_{сгс}$ слабо отличаются на всех станциях, хотя и наблюдается довольно значительное расхождение (~ 0,6 ГВ) между ними на южно-широтной станции Кингстон

в максимуме бури, а также максимальное расхождение на ст. Москва достигает 0,3 ГВ в 10.00 UT 23 июня. Эти результаты хорошо согласуются с полученными нами результатами по другим бурям [6–8].

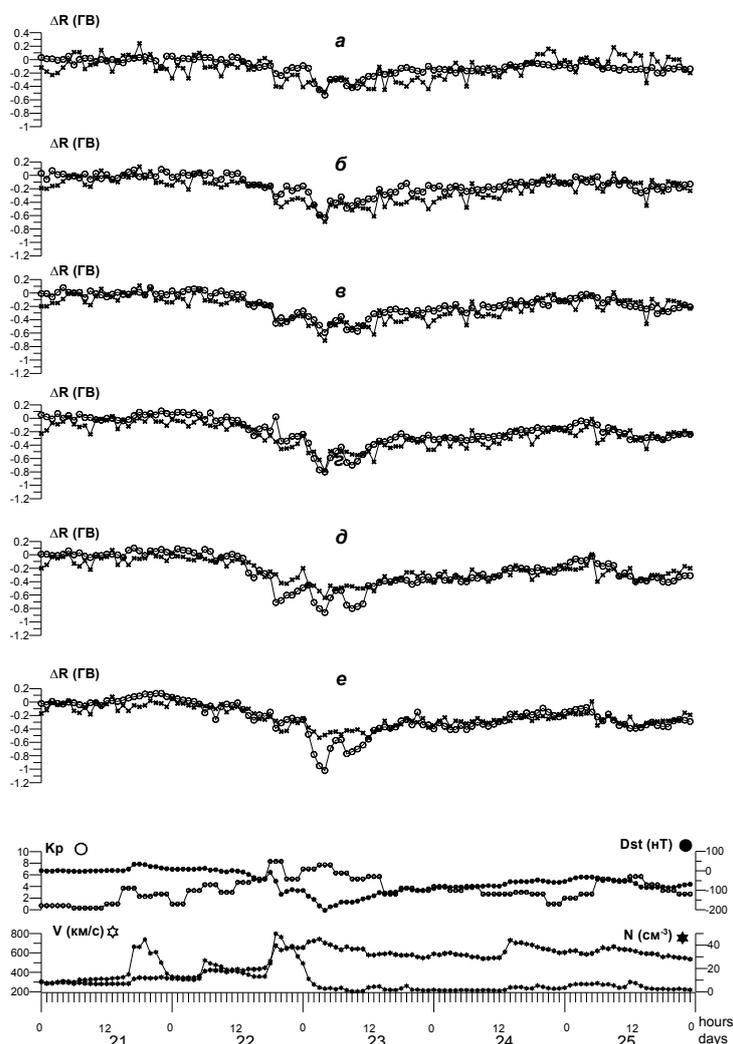


Рис. 1. Жесткости обрезания космических лучей в период бури 21–25.06.2015 ($\Delta R_{\text{эф}}$ 01 – кружки, $\Delta R_{\text{СГС}}$ – крестики), а – ESOI, б – Алматы, в – Рим, г – Иркутск, д – Москва, е – Кингстон.

На рис. 2 представлены диаграммы корреляционных соотношений изменений геомагнитных порогов $\Delta R_{\text{эф}}$ с Dst-вариацией, межпланетными параметрами и $\Delta R_{\text{СГС}}$. Прежде всего, следует отметить, что корреляция между $\Delta R_{\text{эф}}$ и $\Delta R_{\text{СГС}}$ составляет $\sim 0,8–0,9$, кроме ст. ESOI, для которой коэффициент корреляции составляет всего 0,54. Кроме того наблюдается довольно хорошая корреляция $\Delta R_{\text{эф}}$ с Dst-вариацией (0,9–0,94) и с V ($\sim 0,73$) для всех станций. Коэффициенты корреляции $\Delta R_{\text{эф}}$ с V_u и давлением солнечного ветра P_{dyn} невысоки и не превышают 0,2. Коэффициент корреляции с плотностью солнечного ветра и с V_z составляет (0,3–0,4).

Из рис. 3 видно, что эти коэффициенты несколько ниже, чем соответствующие коэффициенты для теоретических жесткостей обрезания косми-

ческих лучей, особенно корреляции $\Delta R_{\text{сгс}}$ с компонентой V_z , коэффициент которой падает с 0,4 до 0,2. Зато корреляция с компонентой V_y увеличивается с 0,1 до 0,3. Самой высокой корреляцией на рис. 3 является корреляция между $\Delta R_{\text{сгс}}$ для ст. Кингстон и Dst , ее величина 0,91, а для $ESOI$ она равна 0,6.

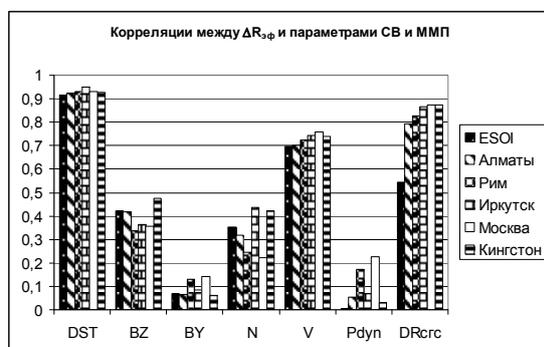


Рис. 2. Корреляции $\Delta R_{\text{эф}}$ с $\Delta R_{\text{сгс}}$, Dst и параметрами солнечного ветра.

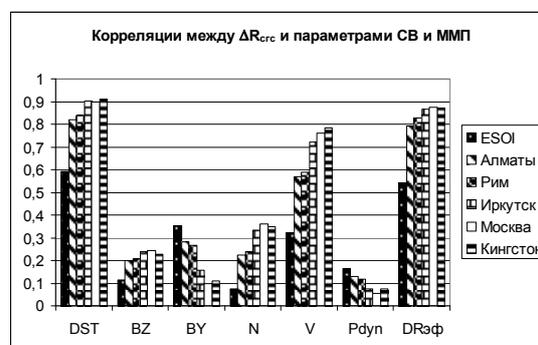


Рис. 3. Корреляции $\Delta R_{\text{сгс}}$ с $\Delta R_{\text{эф}}$, Dst и параметрами солнечного ветра.

Выводы

Изменения теоретических геомагнитных порогов $\Delta R_{\text{эф}}$ хорошо коррелируют с Dst вариацией на всех рассмотренных станциях ($\sim 0,9$), в то время как корреляция экспериментальных геомагнитных порогов с Dst -вариацией несколько ниже. Корреляционная связь между V_z и $\Delta R_{\text{эф}}$ не очень высокая ($\sim 0,35$), однако связь между V_z и $\Delta R_{\text{сгс}}$ значительно ниже (0,2). Высокая корреляция наблюдается между экспериментальными и теоретическими пороговыми значениями. Самая низкая – с динамическим давлением солнечного ветра (P_{dyn}) $\sim 0,1$.

Литература

1. Дорман Л.И. и др. Эффективные жесткости обрезания космических лучей – М.: Наука, 1972. – 400 с.
2. Dvornikov V.M. and Sdobnov V.E. // Int. J. Geomagn. Aeron., 2002, V. 3, No 3, 217–228.
3. Tsyganenko N.A. // J. Geophys. Res., 2002, 107, No. A8, 1176. doi:10.1029/2001JA000220
4. Tsyganenko N.A. // J. Geophys. Res., 2002, 107, No. A8, 1179. doi:10.1029/2001JA000219
5. Tsyganenko N.A., H.J. Singer, and J.C. Kasper // J. Geophys. Res., 2003, 108, No. A5, 1209, doi: 10.1029/2002JA009808
6. M.I. Tyasto, O.A. Danilova, N.G. Ptitsyna, V.E. Sdobnov // Journal of Advances in Space Research, 2013, V.51, № 7, pp. 1230-1237. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.025>
7. Tyasto et al. // J. of Physics: Conf. Series 409 012224. 2013. <http://iopscience.iop.org/1742-6596/409/1/012224>
8. Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е. / Материалы XVIII конференции по Солнечной и солнечно-земной физике-2014, с. 427-430.

ГЛОБАЛЬНАЯ КАРТИНА ТЕМПЕРАТУРНОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ В ОБОИХ ПОЛУШАРИЯХ В ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕДНИХ 20 ТЫС. ЛЕТ И ТЕНДЕНЦИЯ ПОХОЛОДАНИЯ В ПОСЛЕДНИЕ ~ 2000 ЛЕТ

Дергачев В.А.

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

GLOBAL PICTURE OF TEMPERATURE VARIABILITY IN THE BOTH HEMISPHERES DURING THE LAST 20 THOUSAND YEARS AND A COOLING TENDENCY IN THE LAST ~ 2000 YEARS

Dergachev V.A.

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

In work it is spent comparison and the analysis of the anomalies of temperatures of Greenland and Antarctica, covering last two interglacial intervals. As a whole, reconstructed temperatures show smaller changes for the modern interglacial interval (the Holocene), than for the previous Eemian interglacial interval. The basic attention is given to the picture of temperature variability during the period from last glacial maximum till now, covering the last approximately 20 thousand years and last 2000 years (reconstructions of temperature evolution are made). It is essential to notice that Greenland and Antarctica temperatures on time interval from 0 till 1900 show the total tendency of cooling. Thus, warming of continental scale across Antarctica within last century is not traced. The received results are important for understanding of last and future climate variability.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-139-144

Введение

Похолодания и потеплениями на всей поверхности Земли в зависимости от возмущения орбитальных элементов Земли проходили на протяжении всей её истории. Сейчас человечество живёт в ледниково-межледниковом периоде, который развивался после отступления последнего ледникового периода, начавшегося 19–17 тыс. лет назад. Исследование предыдущего (Эемское, 129–128 – 117–116 тыс. лет назад) и современного (Голоцен), которое продолжается уже более 10 тыс. лет, межледниковых периодов критически важно для понимания дальнейшей эволюции климата и оценки времени окончания современного межледниковья и начала наступления очередного ледникового периода. Получение детальной информации о закономерностях изменения климата может быть связано с изучением ледниковых щитов Гренландии и Антарктиды, океанических отложений и непрерывных земных прокси данных.

В работе рассматриваются основные доступные прокси данные индикаторов климата двух полярных ледниковых щитов для двух последних

межледниковых периодов. Если непрерывные записи изменений климата в Эемское межледниковье для Антарктиды были получены в ряде исследований, то попытки получить полную запись для Гренландии оставались проблематичными. И только к 2013 году, благодаря исследованиям большой группы учёных [1] удалось решить эту проблему. В 2008–2012 гг. в Гренландии (проект NEEM) на высоте 2450 м (77.45°N, 51.06°W) был пробурен ледяной керн длиной 2540 м. Этот новый керн льда (керн NEEM) уходит в прошлое к последнему Эемскому межледниковому периоду 130–115 тыс. лет назад от 1950 года, период, более теплый, чем наше текущее межледниковье (Голоцен).

Основное внимание уделено изучению изменений климата по данным Гренландского и Антарктического щитов во временные интервалы, охватывающие 1) межледниковья (Эемское и Голоцен), последние ~ 20 тыс. лет и 3) с начала нашей эры.

Сравнение двух последних межледниковых периодов по климатическим данным Гренландии и Антарктиды

Изменение температуры Гренландии в течение последних 250 тыс. лет основано на реконструкциях: I – для временного интервала с 11.7 тыс. лет назад до настоящего времени [2], II – NGRIP реконструкция для интервала 115–11.7 тыс. лет назад [3], III – реконструкция для интервала 135–115 тыс. лет назад [1] и IV – реконструкция (синтетический ряд) для интервала 250–135 тыс. лет назад [4]. Объединённые в работе [5] данные за 150 тыс. лет (рис. 1а), показывают аномалии температуры Гренландии в Эемское и современное межледниковья, а также воздействие изменений палеоокеанической температуры (ΔT) на эволюцию Гренландского ледяного щита на

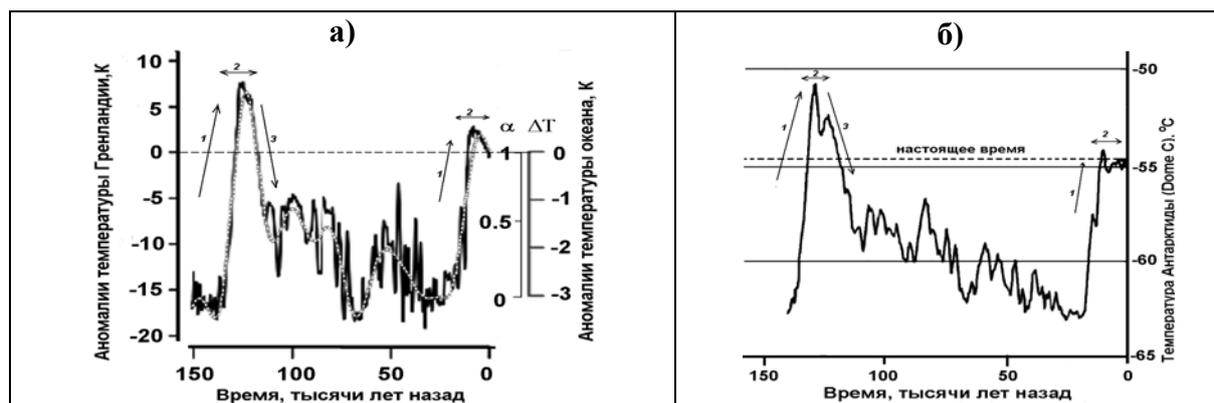


Рис. 1. а) Аномалии поверхностной температуры Гренландского ледяного щита (сплошная кривая) и океанической температуры Гренландии (точечная кривая) за последние 150 тыс. лет [5]. Указан климатический индекс α , чтобы корректировать климатологические поля в настоящее время к изучаемому интервалу, т.е. индекс может быть интерпретирован как аномалия палеоокеанической температуры T . б) Изменение температуры в Антарктиде (купол Dome C) для последних 140 тыс. лет [6].

ледниково-межледниковой временной шкале. Хотя эволюция Гренландского ледового щита является результатом атмосферного и океанского воздействий, работающих вместе, авторы [5] показали, что океан является основным стимулятором роста ледникового щита (наступления).

В каждом межледниковом цикле можно выделить (рис. 1) период потепления (1), плато (2), и период похолодания (3). Ледниковые и межледниковые периоды являются очень различающимися климатическими циклами. Из рис. 1 следует, что в Эемское межледниковье, как в Гренландии, так и в Антарктиде, было существенно теплее, чем в современное межледниковье. Так, температуры поверхности Гренландии, найденные в NEEM керне [1], оказались на $8\pm 4^\circ\text{C}$ более теплые, чем средние для прошлого тысячелетия. Как известно, сторонники антропогенного вмешательства в природу считают, что современный тёплый период может продлиться ещё несколько тысяч лет. Имеем ли мы такой запас? Следует отметить, что на протяжении последнего миллиона лет идёт постепенное снижение в температуры.

Температурные вариации с момента окончания последнего оледенения по данным кернов льда Гренландии и Антарктиды

Максимум последнего ледникового периода приходится примерно на 20 тыс. лет назад. С момента начала его завершения отмечаются одновременные повышение температуры и содержание CO_2 в земной атмосфере. Изучению изменений климата по данным природных архивов с момента окончания последнего оледенения, включая Голоцен (последние ~ 11.5 тыс. лет), уделяется большое внимание исследователей (напр., [7]) и в ряде международных совместных проектов, напр., [8]. Изучение восстановленной из природных архивов изменений температуры на этом временном интервале позволило выделить ряд осцилляций (повышения и понижения) температуры (рис. 2).

Сравнение рис. 2а и 2б показывает, что изменения температуры в Гренландии и Антарктиде имеют подобные тенденции практически на всём временном интервале. По крайней мере, долговременный тренд указывает на слабое понижение температуры после максимума Голоцена.

Остановимся на данных, представленных на рис. 2в, где сравниваются изменения глобальной поверхностной температуры Земли и глобальной температуры в океане. На рис. 2в1 показаны особенности изменений глобальной температуры в северном и южном полушариях и показана тенденция изменения глобальной поверхностной температуры. Штриховые линии указывают на неопределенность данных. Особый интерес представляют данные по глобальной температуре океана (рис. 2в2). Следует отметить, что сведения об отклике океана на возмущения климата крайне малы вследствие ограниченных наблюдений и нехватки надежных реконструкций. В недавно опубликованной статье авторы [12], используя отношения

благородных газов (Kr/N₂, Xe/N₂, Xe/Kr), захваченных в ледяных кернах, провели реконструкцию глобальной температуры океана и показали, что средняя глобальная океанская температура в течение последнего ледникового перехода (от 20000 до 10000 лет назад), увеличилась на 2.57 ± 0.24 °C (рис. 2в). Авторы показали, что представленная реконструкция океанической температуры обеспечивает беспрецедентную точность и временное разрешение для интегрированного глобального океана, не обеспечиваемые другими методами реконструкции.

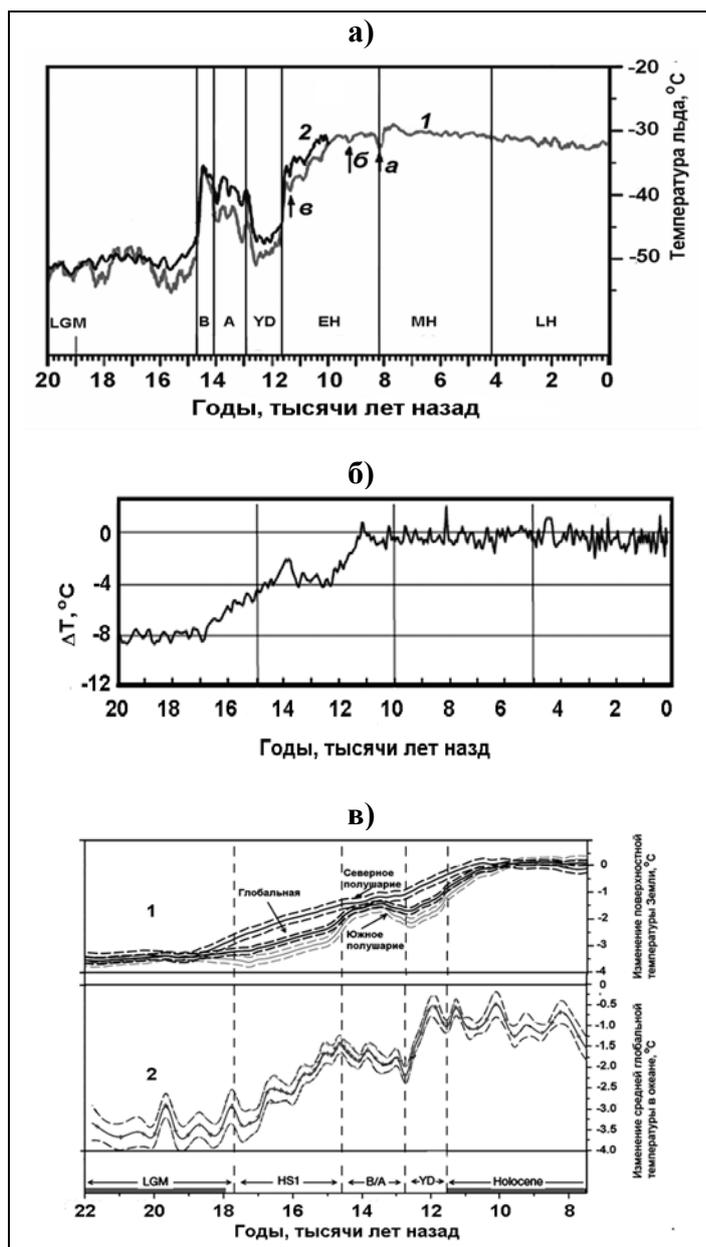


Рис. 2. Изменение климатических характеристик в Гренландии после окончания последнего оледенения:

а) Реконструкции температуры, основанные на измерении различных изотопов в керне льда NGRIP. Кривая 1 – температуры NGRIP, рассчитанные [9]. Кривая 2 – оценки температуры [10]. Отмечены интервалы климатических событий: LGM – максимум последнего оледенения, B-A – Бёллинг-Алерёд потепление, YD – Younger Dryas, EH – ранний Голоцен, MH – средний Голоцен и LH – поздний Голоцен. Стрелками отмечены также небольшие похолодания в Голоцене: *а*, *б*, *в*.

б) Осцилляции температуры ΔT в Антарктиде (относительно 1960–1990 гг.) по данным керна льда (стабильные изотопы кислорода и водорода со станции Восток) [11].

в) Сравнение изменений поверхностной температуры Земли (1) с изменением глобальной температуры в океане (2) для последнего ледникового перехода [12]. Отмечен HS1 – период потепления 17690–14580 лет назад и другие климатические события.

Арктическая и Антарктическая изменчивость климата (температуры) в течение прошлых 2 тысячелетий

Как было показано выше, главная климатическая тенденция характеризуется долгосрочным похолоданием. Попытаемся проследить тенденции

изменения температуры в течение последних 2000 лет в данных по Арктической и Антарктической изменчивости климата.

Рассмотрим естественную изменчивость температуры в Гренландии и Антарктиде и тенденции её на протяжении прошлых 2000 лет, используя основные доступные прокси данные для реконструкций температуры. Арктическая и Антарктическая изменчивость климата в течение прошлых 2 тысячелетий широко исследуется в последние десятилетия (рис. 3).

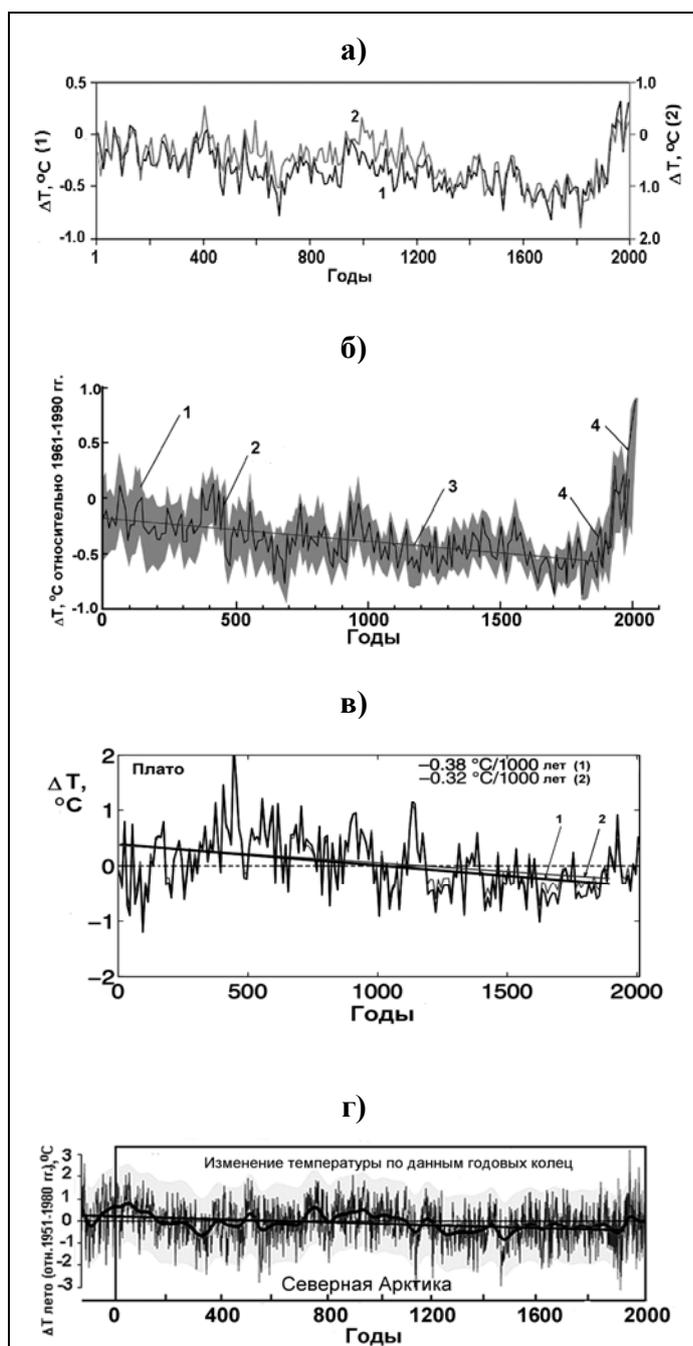


Рис. 3. Арктическая и Антарктическая изменчивость климата в течение прошлых двух тысячелетий:

а) Сравнение реконструкций температуры Арктики для последних 2000 лет: 1 – [13], используя прокси данные и 2 – [14]. Можно видеть различие в температурах на фактор 2.

б) Изменение летней арктической температуры воздуха по данным из озёрных отложений, кернов льда и колец деревьев относительно 1961–1990 гг. [15].

1 – Изменчивость в исследуемых данных, 2 – летние температуры, 3 – долговременный тренд, 4 (серая линия) – летние температуры по данным погодных станций Арктики.

в) Температурные реконструкции для семи различных регионов Антарктиды (данные изотопов воды в ядрах льда) [16]. Выделены достоверные тенденции похолодания, рассчитанные для периода 0 -1900 гг. по моделям: 1 – [17] и 2 – [18].

г) Изменение летней температуры в Северной Европе по данным изменения ширины годовых колец деревьев [19]. Указаны годовые изменения летней температуры (вертикальные чёрные линии), температуры после сглаживания 100-летним фильтром (кривая) и тренд похолодания (черная линия). Долгосрочная тенденция похолодания составляет $-0.31 \pm 0.03^\circ\text{C}$ за тысячу лет.

Наблюдения указывают на региональные тенденции похолодания (рис. 3в) по континенту, что предполагает отсутствие потепления в Антарктиде континентального масштаба в течение прошлого столетия и явля-

ется надёжным результатом. Небольшое потепление, видимое на рисунке в течение последних 100 лет, не превышает естественных изменений температуры на всём исследованном интервале времени.

Выводы

Главная климатическая тенденция характеризуется долгосрочным похолоданием. Небольшое потепление в Антарктиде в течение последних 100 лет не превышает естественных осцилляций температуры на всём исследованном интервале времени. Современное потепление, прослеживаемое в реконструкциях на других континентах, пока ещё не превышает естественных изменений температуры в прошлом. Предыдущий межледниковый период был более теплым, чем средневековое потепление. Теплые температуры поверхности Гренландии во время межледникового периода приблизительно 130 000 лет назад были на $8\pm 4^\circ\text{C}$, более теплые, чем среднее за прошлые 1000 лет.

Литература

1. *NEEM*: // Nature, 2013, V. 493, P. 489–494, <https://doi.org/10.1038/nature11789>
2. *Vinther B.M. et al.* // Nature, 2009. V. 461, P. 385–388, <https://doi.org/10.1038/nature08355>
3. *Kindler P. et al.* // Clim. Past, 2014, V. 10, P. 887–902, <https://doi.org/10.5194/cp-10-887-2014>
4. *Barker S. et al.* // Science, 2011, V. 334, P. 347–351, <https://doi.org/10.1126/science.1203580>
5. *Tabone I. et al.* // Clim. Past, 2018, V. 14, P. 455–472, <https://doi.org/10.5194/cp-14-455-2018>.
6. *Jouzel J. et al.* // Science, 2007, V. 317 (5839), P. 793-796. doi: 10.1126/science.1141038 2007.
7. *Heinemann M. et al.* // Climate of the Past, 2014, V. 10. P. 1567–1579. www.clim-past.net/10/1567/2014/doi:10.5194/cp-10-1567-2014.
8. *Alder J.R. and Hostetler S.W.* // Climate of the Past. 2015, V. 11(3). P. 449-471. www.researchgate.net/publication/273764639.
9. *Shakun J.D. et al.* // Nature, 2012, V. 484, P. 49-55.
10. *Buizert C. et al.* // Science, 2014, V. 345, pp. 1177-1180.
11. *Davis W.J. et al.* // Climate, 2018, V. 6, Iss 1, p 3.
12. *Bereiter B. et al.* // Nature, 2018, V. 553. P 39-44.
13. *Kaufman D.S. et al.* // Science, 2009, V. 325(5945), P. 1236-1239.
14. *PAGES 2k Consortium.* // Nature Geoscience. V. 6, P 339–346 DOI: 10.1038/NGEO1797.
15. *AMAP, 2012.* Arctic Climate Issues 2011: Changes in Arctic Snow, Water, Ice and Permafrost. SWIPA 2011 Overview Report.
16. *Stenni B. et al.* // Clim. Past, 2017, V. 13, P. 1609-1634. <https://doi.org/10.5194/cp-13-1609-2017>,
17. *Werner M. et al.* // J. Geophys. Res. - Atmos., 2011, V. 116, D15109, <https://doi.org/10.1029/2011JD015681>, 2011. <https://doi.org/10.1029/2011JD015681>
18. *Nicolas J.P. and Bromwich D.H.* // Climate, 2014, V. 27, P. 8070–8093. <https://doi.org/10.1175/JCLI-D-13-00733.1>
19. *Esper J. et al.* // J. Quatern. Sci, 2014, V. 29(5). P. 487-494.

**РАДИОУГЛЕРОДНЫЕ ДАННЫЕ ОБ ИЗМЕНЕНИИ КЛИМАТА
И ВАРИАЦИЯХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
В ЭПОХУ МАЕНДОРВСКОГО – АЛЛЕРЁДСКОГО ПОТЕПЛЕНИЙ
(~ 13000-11000 ГГ. ДО Н.Э.)**

Дергачев В.А.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2}

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

²ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

**RADIOCARBON EVIDENCE OF THE CLIMATIC CHANGES AND
THE SOLAR ACTIVITY VARIATIONS DURING THE MEIENDORF –
ALLEROD INTERSTADIAL EPOCH (~ 13000-11000 B.C.)**

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

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

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

A relative alteration of radiocarbon in the Earth atmosphere during 13000–10500 BC is considered. The results of the reconstruction of the heliospheric modulation potential are presented. It is shown, that some the global climatic changes may be caused by the changes of solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-145-148

Данные по содержанию космогенного изотопа ^{14}C в земной атмосфере позволяют, как известно, изучать вариации солнечной активности в прошлые эпохи. Однако изменения земного климата приводят к искажению информации о солнечной активности. В данной работе нами рассматривается временной интервал с конца 13 тысячелетия до нашей эры (н.э.) до середины 11 тысячелетия до н.э. На этот временной интервал, как известно, приходилось несколько периодов изменения климата Земли (см., например, [1]). Так, с 12500 года до н.э. до 11850 год до н.э. происходило Майендорфское потепление, которое сменилось Древнейшим Дриасом ($\approx 11850\text{--}11720$ гг. до н. э). Последний период характеризовался более холодным климатом, после чего наступило очередное потепление Бёллингское (до ≈ 11.6 тысяч лет до н.э.). На смену этому тёплому периоду снова пришёл более холодный и сухой период (Древний Дриас), продолжавшийся около 200 лет. После этого наступило Аллерёдское потепление, длившееся около 700 лет. Рассмотрим детально этот временной интервал.

На рисунке 1А представлено изменение относительного содержания радиоуглерода ($\Delta^{14}\text{C}$) в атмосфере Земли с 13000 до 10500 лет до н.э. [2]. На рисунке видно уменьшение величины $\Delta^{14}\text{C}$ до середины 13 тысячелетия до н.э., после чего происходит колебания значений $\Delta^{14}\text{C}$ на величину около $\pm 1\%$ вплоть до 10800 года до н. э. В это же время наблюдался рост кон-

центрации углекислого газа в атмосфере с последующей стабилизацией в 12 тысячелетии до н. э. (рисунок 1Б). Изменение абсолютного содержания радиоуглерода в атмосфере (рисунок 1В), может быть рассчитано исходя из следующего выражения (см., например, [3])

$$\frac{Na(t)}{Na(t_0)} = \frac{CO_2(t)}{CO_2(t_0)} (1 + \Delta^{14}C(t)/100) / (1 + \Delta^{14}C(t_0)/100), \quad (1)$$

где, t – время; $CO_2(t)$ – концентрации углекислого газа в атмосфере; значение $\Delta^{14}C$ выражено в процентах; t_0 – некоторый произвольный момент времени. В качестве момента времени t_0 в настоящей работе принят 13000 год до н.э.

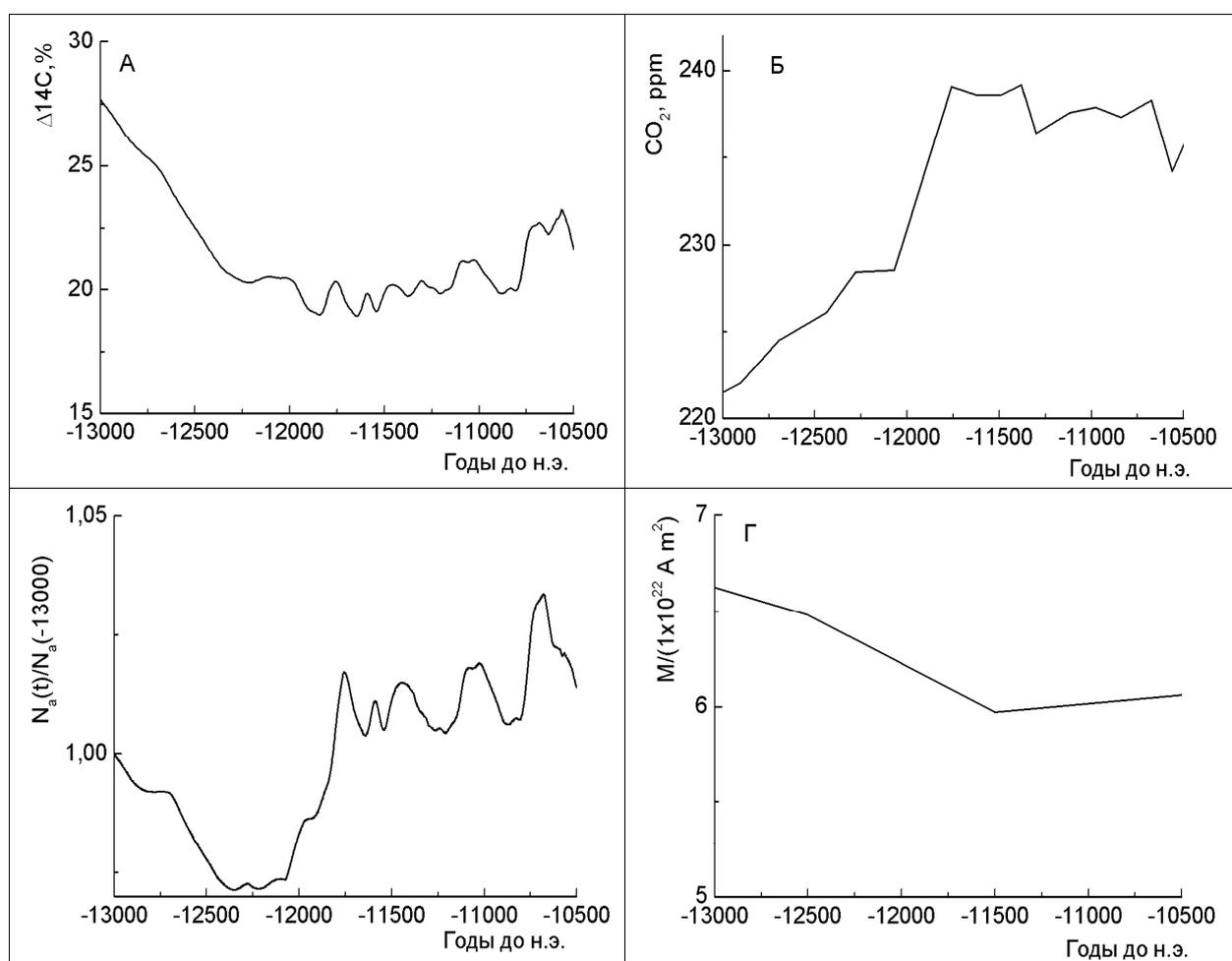


Рис. 1. А – изменение $\Delta^{14}C$ [2]; Б – изменение концентрации CO_2 в атмосфере Земли [4]; В – вариации содержания изотопа ^{14}C в земной атмосфере; Г – дипольный магнитный момент Земли [5].

На рисунке 1Г представлено изменение дипольного магнитного момента Земли [5], которое используется нами при расчете гелиосферного модуляционного потенциала $\phi(t)$. Вариации этого параметра отражают из-

менение солнечной активности. При увеличении солнечной активности значение $\varphi(t)$ увеличивается, а при уменьшении – уменьшается.

Способ нахождения потенциала $\varphi(t)$ хорошо известен, он подробно изложен в работах [6, 7]. Нахождение $\varphi(t)$ сводится к решению следующего уравнения для различных моментов времени t :

$$Q(t) = \sum_{i=1}^2 Y_i(E) J_i(E, \varphi(t)) (1 - f(E, M(t))) dE, \quad (2)$$

где $Q(t)$ – скорость генерации космогенного изотопа ^{14}C в земной атмосфере; функции Y_i описывают образование изотопов ^{14}C в атмосфере под действием протонов и α -частиц первичных космических лучей; J_i – спектр протонов и α -частиц первичных космических лучей; функция f – описывает влияние геомагнитного поля на проникновение частиц ГКЛ в атмосферу Земли, E – кинетическая энергия частиц ГКЛ, приходящаяся на один нуклон; $M(t)$ – дипольный магнитный момент Земли. Функциональные зависимости для функций J_i и f , а также значения функций Y_i приведены в работе [6, 7].

Как видно из выражения (2), для нахождения $\varphi(t)$ необходимо задать функцию $Q(t)$. В настоящей работе мы будем следовать работам [8–10] при нахождении $Q(t)$ и выберем значение температурного коэффициента k_l , описанного в цитируемых работах, равным 0,045. Результаты реконструкции $\varphi(t)$ представлены на рисунке 2.

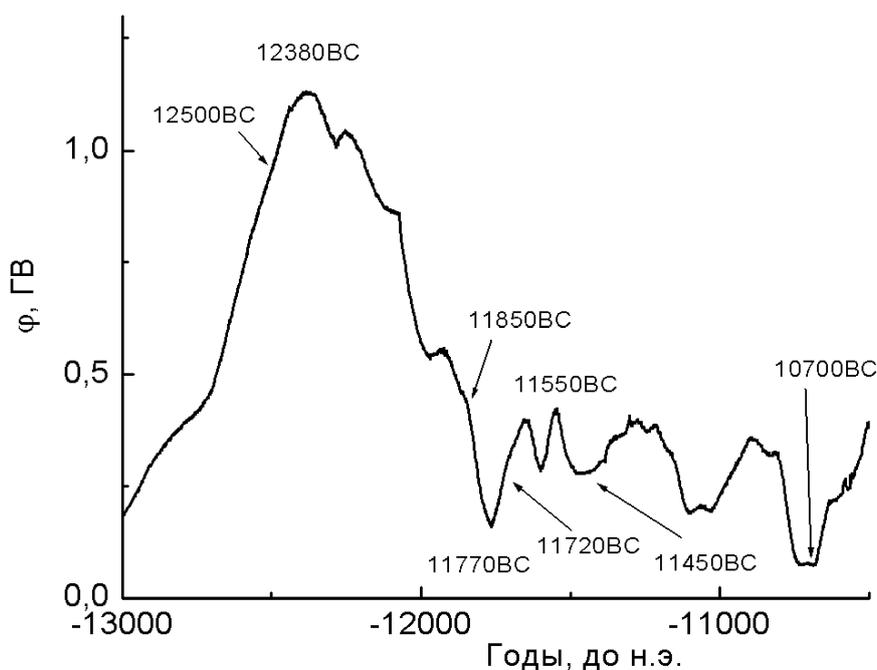


Рис. 2. Реконструированные значения гелиосферного модуляционного потенциала.

Абсолютный максимум модуляционного потенциала (а, следовательно, и максимума солнечной активности) на данном временном интервале

достигается в ≈ 12380 году до н.э., что соответствует эпохи Майендорвского потепления (≈ 12500 – 11850 гг. до н.э.). На временной интервал ≈ 11850 – 11720 гг. до н.э. приходится период Древнейшего Дриаса – период с более холодным климатом. Этот временной интервал, как видно из рисунка 2, соответствует минимуму $\varphi(t)$ (и, следовательно, минимуму солнечной активности). После этого наступило Бёллингское потепление и, соответственно, рост $\varphi(t)$. Последующий период более холодного климата (Древний Дриас) закончился, как известно, в середине 12-го тысячелетия до н.э., этот период также находит своё отражение на рисунке 2. Последующее потепление (Аллерёдское), длилось около 700 лет и потенциал $\varphi(t)$ также испытывал колебания. Минимум $\varphi(t) \approx 10700$ года до н.э. соответствует окончанию Аллерёдского потепления. Таким образом, результаты проведенной работы показывают, что в истории Земли могли быть периоды, когда изменения климата могли быть вызваны изменением активности Солнца. Однако для подтверждения данного вывода необходимо требуются дополнительные исследования.

Работа была частично поддержана грантом РФФИ 16-02-00090 и 18-02-00583.

Литература

1. *Litt T. et al.* // *Quaternary Science Reviews*, 2001, 20: 11, P.1233.
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. *Knudsen M.F. et al.* // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2008, V. 272, P. 219.
6. *Kovaltsov G.A. et al.* // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2012, V. 337, P. 114.
7. *Polunianov S.V. et al.* // *J. Geophys. Res. Atmos.*, 2016, V. 121, P. 8125.
8. *Kudryavtsev I.V. et al.* // *Geomag. and Aeronomy*, 2016, V. 56, No.7, P. 858.
9. *Кудрявцев И.В. и др.* / Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2017», 9–13 октября 2017 г., ГАО РАН, СПб, с. 207.
10. *Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.* / Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2017», 9–13 октября 2017 г., ГАО РАН, СПб, с. 211.

**СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В 1-М ТЫСЯЧЕЛЕТИИ
ДО НАШЕЙ ЭРЫ – 1-М ТЫСЯЧЕЛЕТИИ НАШЕЙ ЭРЫ
НА ОСНОВЕ РАДИОУГЛЕРОДНЫХ ДАННЫХ**

Дергачев В.А.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2}, Наговицын Ю.А.²

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

²ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

**SOLAR ACTIVITY FROM 1000 YEAR BC TILL 1000 YEAR AD
ON RADIOCARBON DATA**

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

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

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

This paper presents the reconstruction of production rate of the cosmogenic isotope ^{14}C and heliospheric modulating potential in the time interval from 1000 BC to the end of the first millennium AD. As is known, significant climatic changes took place during this period, which was accompanied by a change in the thickness of the ice cover, in particular in Iceland and Norway. At the same time, a trend was observed in radiocarbon data. As a result of the simulation, it was found that the maximum value of the heliospheric modulating potential $\varphi(t)$ at this time interval reached about 500 BC (≈ 400 MV). In the first millennium AD, the maximum values of $\varphi(t)$ were slightly smaller. In the second half of the first millennium AD, increased values of the modulating potential were observed, which correspond to the transition to a "small climatic optimum".

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-149-152

Временной интервал с конца 1-го тысячелетия до нашей эры (н.э.) до конца 1-го тысячелетия нашей эры интересен тем, что в этом интервале отмечаются существенные климатические изменения. Так, в работе [1] анализируются данные по изменению толщины ледников в Исландии и Норвегии. Оказывается, что до ≈ 1000 –800 гг. до н.э. происходило таяние ледников, которое затем сменилось ростом толщины ледников, что, по-видимому, связано с похолоданием. В конце 1-го тысячелетия н.э. наступило потепление («малый климатический оптимум»). Такие колебания климата могли отразиться в радиоуглеродных данных этого интервала, на основе которых производится реконструкция скорости генерации радиоуглерода в атмосфере Земли и солнечной активности (СА) в доинструментальную эпоху.

В работе приводятся результаты реконструкций скорости генерации радиоуглерода и гелиосферного модуляционного потенциала (ГМП) для данного временного интервала. Реконструкции скорости генерации изотопа ^{14}C проводятся на основе пятирезервуарной модели с учетом изменения климатических параметров. Однако радиоуглеродный «параметр» отража-

ет не только изменение интенсивности космических лучей, но и изменение геомагнитного поля. Поэтому для изучения вариаций СА осуществляется переход от скорости генерации в ^{14}C земной атмосфере к рассмотрению ГМП, которые уже непосредственно отражают вариации СА.

На рисунке 1А приведено относительное содержание радиоуглерода в земной атмосфере ($\Delta^{14}\text{C}$) [2] с конца второго тысячелетия до нашей эры. Как видно из рисунка, значение $\Delta^{14}\text{C}$ регулярно уменьшается до ≈ 500 года нашей эры. Как было указано выше, величина $\Delta^{14}\text{C}$ определяется не только интенсивностью космических лучей в межпланетном пространстве, но и вариациями магнитного поля Земли и климатическими изменениями. Магнитное поле Земли препятствует проникновению заряженных частиц в атмосферу Земли, а вариации климата приводят к перераспределению углерода между природными резервуарами. Здесь стоит отметить, что в это же самое время происходит некоторое уменьшение глобальной приземной температуры [3] (рисунок 1Б). При этом, приблизительно в 500 году н.э. глобальная температура начала расти, и последующий её спад ознаменовал переход к малому ледниковому периоду. Магнитное поле Земли тоже

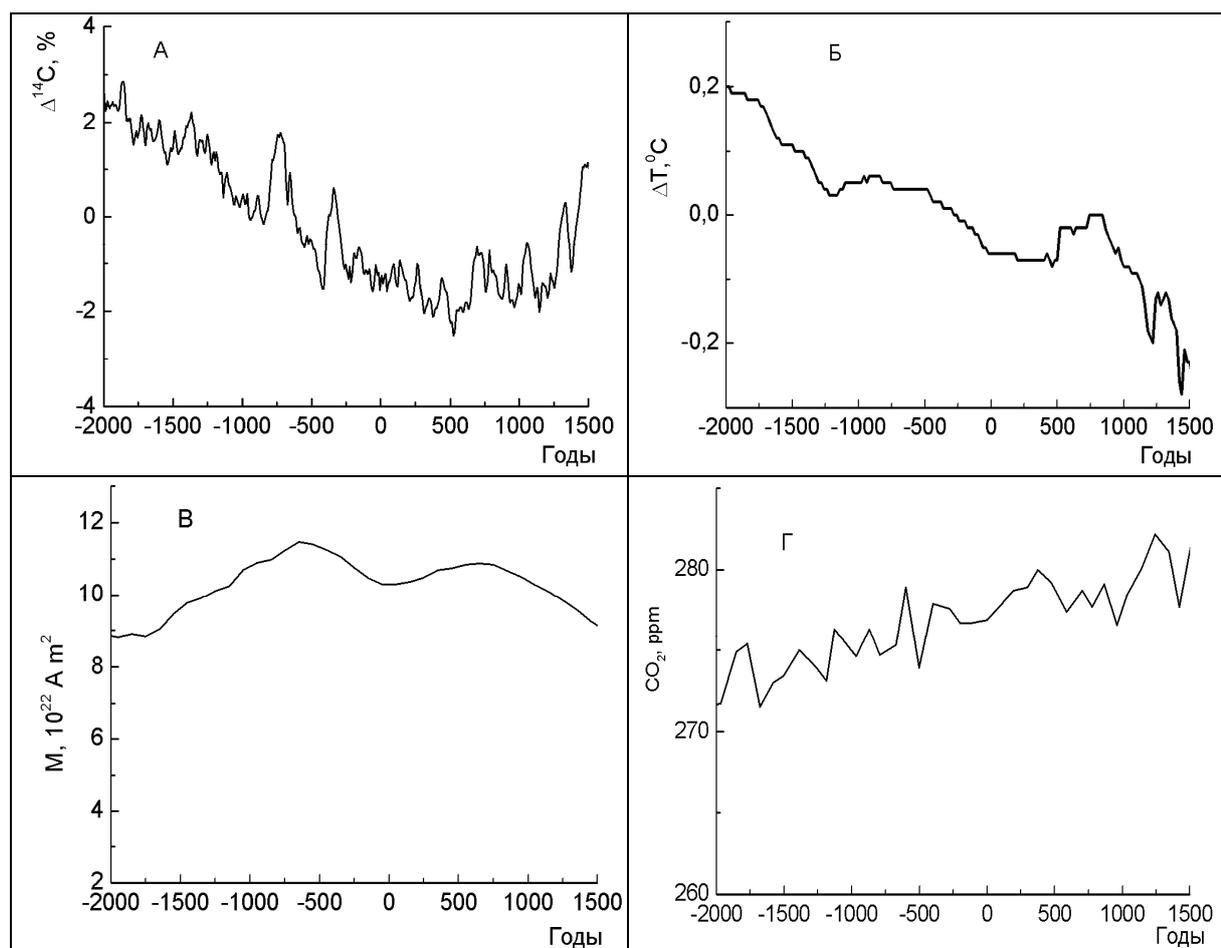


Рис. 1. А – относительное содержание радиоуглерода в земной атмосфере ($\Delta^{14}\text{C}$) [2]; Б – аномалия глобальной температуры [3]; В – дипольный магнитный момент Земли [4]; Г – содержание углекислого газа в атмосфере Земли [5].

изменялось в это время, причем согласно работе [4], локальный минимум приходился на начало нашей эры (рисунок 1В). Некоторые изменения происходили и с содержанием углекислого газа в атмосфере Земли (рисунок 1Г, [5]). Поэтому для изучения вариаций солнечной активности в этот период необходимо учесть все перечисленные факторы. Исходя из приведенных данных на рисунке 1, будем полагать, что радиоуглеродная система находилась в состоянии близком к равновесному в 1800 году до н.э., и проведём расчеты, начиная с этого момента времени.

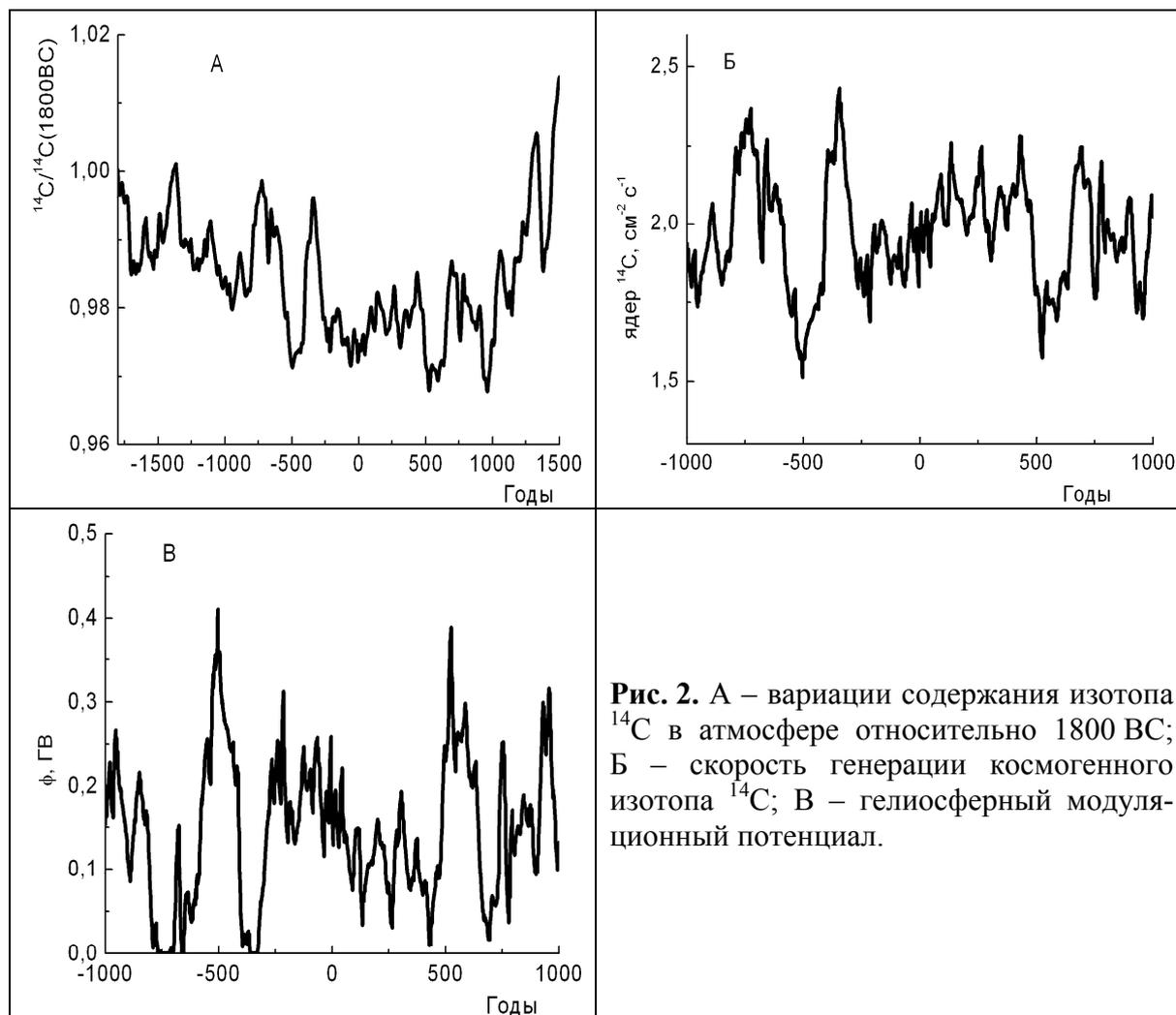


Рис. 2. А – вариации содержания изотопа ^{14}C в атмосфере относительно 1800 BC; Б – скорость генерации космогенного изотопа ^{14}C ; В – гелиосферный модуляционный потенциал.

На рисунке 2А представлены вариации абсолютного содержания радиоуглерода в атмосфере Земли, рассчитанные аналогично работам [6–8] с учетом изменения концентрации углекислого газа в атмосфере Земли (см. также работу [9]). Расчет скорости генерации изотопа ^{14}C ($Q(t)$) проводился согласно работам [6–8, 10] с учётом влияния изменения температуры на скорость перехода между верхним слоем океана и атмосферой с температурным коэффициентом 0,1. Начальное содержание изотопа ^{14}C в земной атмосфере было определено как $6,8 \cdot 10^9 \text{см}^{-2}$. Полученные значения скорости генерации изотопа ^{14}C (рисунок 2Б) несколько превышают значения

указанные в работе [11], что может быть вызвано используемой моделью обменной системы и используемыми данными для геомагнитного поля.

На рисунке 2В приведены результаты расчета гелиосферного модуляционного потенциала $\varphi(t)$, согласно методу, изложенному в работе [11]. При этом использовались обновленные значения функций выхода, приведенные в работе [12] для различных высот в атмосфере. Из полученных значений гелиосферного модуляционного потенциала следует, что самых больших значений на рассматриваемом интервале в 2 тысячи лет потенциал $\varphi(t)$ достигал около 500 года до н.э. (≈ 410 МВ). В первом тысячелетии нашей эры максимальные значения $\varphi(t)$ были несколько меньше (≈ 390 МВ) в середине первого века.

В заключении отметим, что в середине 1-го тысячелетия до нашей эры происходило увеличение модуляционного потенциала, а, следовательно, и солнечной активности, с последующим её кратковременным уменьшением. Во второй половине первого тысячелетия нашей эры наблюдались повышенные значения модуляционного потенциала (и, следовательно, солнечной активности), что соответствует переходу к «малому климатическому оптимуму».

Работа была частично поддержана грантами РФФИ 16-02-00090 и 18-02-00

Литература

1. *Борисенко Е.П., В.М. Пасецкий.* Тысячелетняя летопись необычных явлений природы. – М.: Мысль, 1988.
2. *Reimer P.J. et al.* // Radiocarbon, 2013, V. 55(4), p. 1869.
3. *Marcott S. A. et al.* // Science, 2013, **339**, p. 1198.
4. *Knudsen M.F. et al.* // Earth Planet. Sci. Lett., 2008, V. 272, p. 219.
5. *Monnin E., et al.* // Earth and Planetary Science Letters, 2004, V. 224, p. 45.
6. *Kudryavtsev I.V. et al.* // Geochronometria, 2014, V. 41(3), p. 216.
7. *Kuleshova A.I. et al.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, V. 55(8), p. 1071.
8. *Kudryavtsev I.V. et al.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, V. 56(8), p. 998.
9. *R. Roth and F. Joos.* // Clim. Past, 2013, V. 9, p. P1879.
10. *Кудрявцев И.В. и др.* / Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2017», 9–13 октября 2017 г., ГАО РАН, СПб, с. 207.
11. *Usoskin I.G. et al.* // A&A, 2014, 562, L10.
12. *Kovaltsov G.A. et al.* // Earth Planet. Sci. Lett., 2012, V. 337, p. 114.
13. *Polunianov S.V. et al.* // J. Geophys. Res. Atmos., 2016, V. 121, P. 8125.

МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

Дертеев С.Б., Михалыев Б.Б.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

MAGNETOHYDRODYNAMICS OF CORONAL MASS EJECTIONS

Derteev S.B., Mikhalyaev B.B.

Kalmyk State University, Elista, Russia

The complexity and diversity of the phenomenon of coronal mass ejections demand a wide variety of approaches and methods for studying them. The emergence of new observational tools in recent decades provides additional information useful in studying this phenomenon. The study of dynamics of a CME that is relevant for predicting its propagation in interplanetary space is usually carried out in the MHD approximation. The problem of formulating a model describing CME is not unique from either a physical or a mathematical point of view. The equations of the ideal MHD are widely used, while the presence of current sheets and the effect of reconnection of magnetic lines of force are discussed. When choosing a mathematical model, one also has to take into account the structure and physical properties of the medium in which the propagation takes place.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-153-156

Теоретические исследования динамики корональных выбросов массы (КВМ), как крупномасштабного явления, обычно проводятся в приближении магнитной гидродинамики. Проблема гидродинамического описания здесь осложняется необходимостью учета структуры магнитного поля, которая в большинстве случаев не является очевидной. Сама постановка задачи о моделировании КВМ не является однозначной ни с физической, ни с математической точки зрения.

История наблюдений КВМ насчитывает около полувека, однако использование в последнее время различных новых технических средств позволило получить большое количество подробных данных, из которых можно сделать ряд заключений о характере этого явления. Отдельной важной проблемой является описание механизма запуска КВМ, которое здесь мы не затрагиваем. Наша задача – показать существующие возможности МГД-моделирования для объяснения основных наблюдаемых свойств КВМ. С этой точки зрения удобно выбрать кинематические параметры явления – скорость и ускорение.

Оценки видимой скорости ядер КВМ дают значения от 20 до 1500 км/с, случаи больших скоростей существуют, но редки [1] (рис. 1). Кинематическая классификация позволяет разделить КВМ на медленное и быстрые, причем первые имеют тенденцию к ускорению (рис. 2), по крайней мере, в поле видимости коронографа, вторые – к замедлению [1–2].

Подобное усреднение скоростей объясняется действием потока солнечного ветра, среднее значение которого находится около 400 км/с.

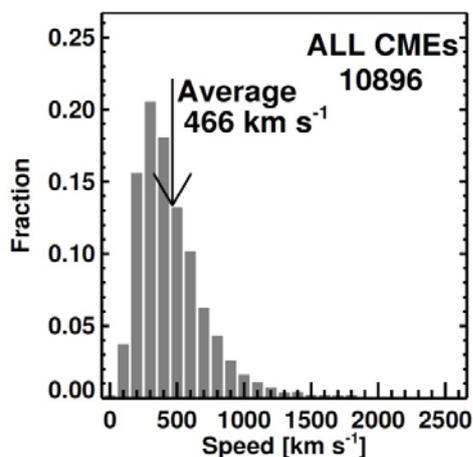


Рис. 1. Распределение КВМ по скоростям [1].

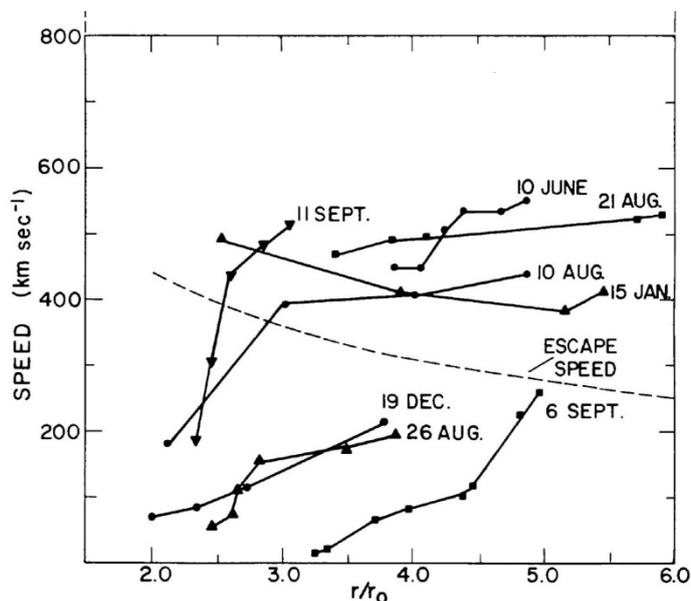


Рис. 2. Изменение скорости КВМ с расстоянием от Солнца [2].

Одним из часто обсуждаемых вопросов, связанных с изучением возникновения и динамики КВМ, является роль магнитного пересоединения. В настоящее время принято считать, что вспышки, эрупция протуберанцев и КВМ есть составные части единого процесса глобальной магнитной эрупции. Согласно стандартной модели вспышки/КВМ, магнитное пересоединение играет ключевую роль на начальной стадии эрупции, когда процесс развивается в нижних, относительно плотных областях короны.

В обзоре [3] подробно проанализированы кинематические свойства 6621 событий, наблюдавшихся при помощи SOHO/LASCO. Замедленное движение (DD CME) оказалось далеко не характерным для их динамики и наблюдалось только в 1797 из рассмотренных случаев, в то время как в 2132 случаях наблюдалось ускорение (AA CME). Наблюдалось также движение со знакопеременным ускорением: ускорение с последующим замедлением (AD CME, 1482 случая) и даже замедление с последующим ускорением (DA CME, 1210 случаев). Обозначена корреляция кинематических свойств с условиями возникновения КВМ: тип AA наблюдается перед вспышками, тип DD – после вспышек, в других случаях подобная корреляция не очевидна.

Подобная статистика свидетельствует о неоднозначности в целом динамики КВМ и существовании множества факторов, приводящих к этому результату. Механизм их распространения в гелиосфере так же до конца не понят, как и механизм начального ускорения. На распространение могут

оказывать влияние как солнечный ветер (аэродинамическое торможение), так и ударная волна, возникающая впереди самого облака КВМ [4].

Адекватное моделирование процесса распространения КВМ до расстояний в несколько десятков R_{\odot} является существенно трехмерной задачей, которая требует для своего решения солидных технических и программных ресурсов. В последние годы оно становится доступным для широкого круга исследователей, что объясняет появление целого ряда работ на эту тему. Для постановки задачи требуется определить модель процесса, то есть сформулировать уравнения и начальные условия. Имеется много работ с использованием уравнений идеальной МГД. Распространены также модели, где учитываются диссипативные эффекты.

Типичным примером подхода на основе идеальной МГД можно считать модели, в которых начальное положение КВМ задается аналитически магнитной трубкой, а окружающая среда представлена в виде упрощенной модели солнечного ветра с учетом эффектов гравитации и дополнительных источников нагрева [5–6]. Область, в которой разворачивается картина движения, обычно простирается от расстояний порядка $1 R_{\odot}$ до нескольких десятков и сотен R_{\odot} .

Более реалистичный подход должен основываться на конкретных данных о КВМ и внешней среде на определенную дату. Необходимо также отметить, что свойство идеальности в некоторой степени является относительным при численном моделировании, поскольку влияние искусственной вязкости способно привести к тем же результатам, которые могут дать вполне реальные диссипативные эффекты.

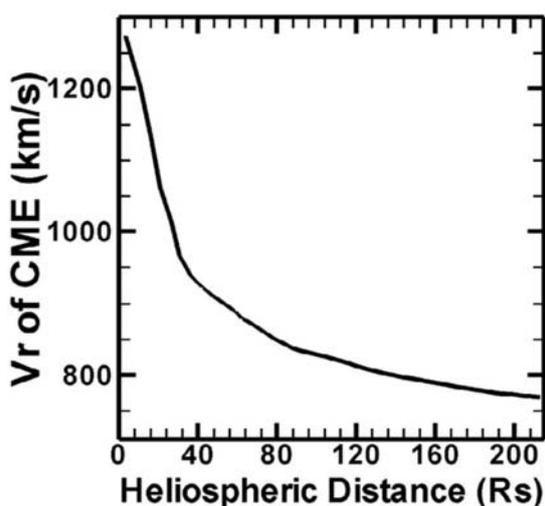


Рис. 3. Изменение скорости КВМ с расстоянием [7].

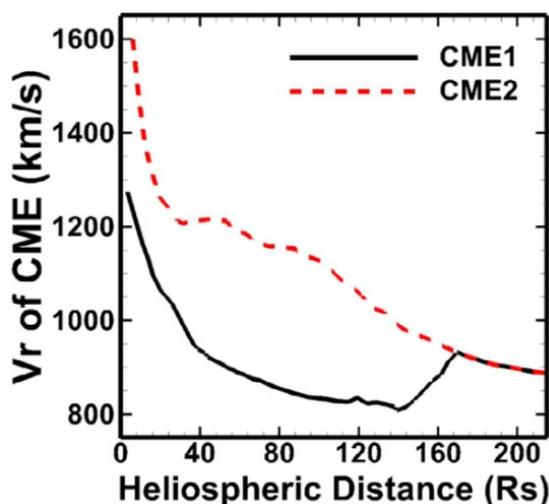


Рис. 4. Иллюстрация процесса взаимодействия двух КВМ [7].

На рисунках 3 и 4 показаны результаты моделирования события от 28–31 марта 2001 года [7]. Силы, приводящие к замедлению движения КВМ, в данном случае есть силы аэродинамического торможения, магнит-

ного натяжения и гравитационного притяжения. Силы, приводящие к ускорению, – это силы магнитного и газового давлений. На движение может влиять также обмен моментом количества движения с солнечным ветром, особенно значительно этот эффект проявляется при взаимодействии двух различных КВМ.

В диссипативном приближении широко используются уравнения так называемой термодинамической МГД, в которых учтены вязкость, теплопроводность, электрическое сопротивление, а также излучение и нагрев короны [8–9]. Для численного моделирования разработан код MAS (Magnetohydrodynamic Algorithm outside a Sphere) с расчетами в сферических координатах. Имеются версии с векторным потенциалом, что освобождает от проблемы выполнения условия $\text{div}\mathbf{B} = 0$.

MAS-код используется при моделировании начального выброса. Для описания движения КВМ в межпланетном пространстве используется его гелиосферная версия, где в уравнении для энергии исключены диссипативные эффекты, нагрев и радиационные потери, но в уравнении для момента количества движения учтены сила Кориолиса и центробежная сила. При описании движения межпланетных КВМ учитывается также структура межпланетного магнитного поля.

При помощи MAS-кода было проведено моделирование вспышки Бастилия и связанных в ней двух КВМ [9]. Расчеты дали значение скорости, на 200 км/с меньшее наблюдавшейся скорости, что могло привести к задержке времени по прогнозу прибытия КВМ в область околоземного пространства. Одной из возможных причин рассматривается возможность того, что эффекты вязкости и электрического сопротивления в уравнениях МГД оказываются чрезмерными по сравнению с реальными. Таким образом в результатах моделирования могут появляться артефакты.

Литература

1. *Webb D.F., Howard T.A.* // *Living Rev. Solar Phys.*, 2012, 9, 3.
2. *Chen P.F.* // *Living Rev. Solar Phys.*, 2011, 8, 1.
3. *Nicewicz J., Michalek G.* // *Solar Phys.*, 2016, 291, 1417–1432.
4. *Howard T.* *Coronal Mass Ejections: An Introduction* – Springer. New York, Dordrecht, Heidelberg, London. 2011.
5. *Poedts S., Jacobs C., van der Holst B., et al.* // *Earth Planet Space*, 2009, 61, 599–602.
6. *Shen F., Shen C., Zhang J. et al.* // *J. Geophys. Res.: Space Physics*, 2014, 119, 7128–7141.
7. *Shen F., Wu S.T., Feng X., Wu C.-C.* // *J. Geophys. Res.: Atmospheres*, 2012, 117, A11101.
8. *Lionello R., Downs C., Linker J.A., et al.* // *Astrophys. J.*, 2013, 777, 76.
9. *Török T., Downs C., Lionello R., et al.* // *Astrophys. J.*, 2018, 856, 75.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ (ARC-POLARIZED) АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ОКОЛОЗЕМНОМ СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Ерофеев Д.В.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск, Россия

CHARACTERISTICS OF ARC-POLARIZED ALFVEN WAVES IN NEAR-EARTH SOLAR WIND

Erofeev D.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk, Russia

We have investigated arc-polarized Alfvén waves, using data obtained WIND spacecraft in near-Earth solar wind during the time interval from 1995 to 2011. Most interest result of our investigation is that directions of polarization of Alfvén waves are distributed not randomly, but they concentrate near two axes. These axes are inclined to heliospheric equator at angles of about 40°.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-157-160

Солнечный ветер (СВ) представляет собой турбулентную среду, в которой присутствуют разные типы неоднородностей и МГД волн [1], при этом наиболее видную роль играют альвеновские волны. Последние, как правило, наблюдаются в смеси с другими типами флуктуаций. Однако время от времени космические аппараты в течение интервалов времени длительностью в десятки минут регистрируют альвеновские волны практически в чистом виде. Среди «чистых» альвеновских волн встречаются события, в ходе которых вектор магнитного поля \mathbf{B} изменяет направление, оставаясь лежащим приблизительно в одной плоскости. На графиках, показывающих изменение \mathbf{B} в ходе таких событий, конец вектора магнитного поля описывает дугу, вследствие чего эти волны были названы поляризованными по дуге (arc-polarized). Волны такого типа исследовались в ряде работ [2–6]. В настоящей работе продолжено исследование характеристик поляризованных альвеновских волн по данным, полученным в околоземном СВ.

Для нашего исследования были использованы измерения магнитного поля и скорости плазмы солнечного ветра с временным разрешением около 92 с, полученные приборами КА WIND в 1995–2011 гг. Из рядов данных были удалены измерения, полученные в сильно возмущенных областях СВ, в частности в областях взаимодействия медленных и быстрых потоков. Альвеновские волны выделялись по трем критериям: (1) абсолютное значение коэффициента корреляции флуктуаций магнитного поля и скорости превышает 0.9; (2) среднеквадратичное значение флуктуаций модуля магнитного поля составляет не более 0.05 от средней величины $|\mathbf{B}|$; (3) указан-

ные выше условия выполняются для интервала времени длиной 30 мин или более. Обработка данных показала, что доля времени, когда в околоземном СВ наблюдаются альвеновские волны, возрастает с ростом солнечной активности (что согласуется с результатами [7]), причем в быстром СВ альвеновские волны наблюдаются вдвое чаще, чем в медленном.

Поляризация альвеновских волн определялась с помощью хорошо известного метода минимума дисперсии, несколько модифицированного с учетом постоянства $|\mathbf{V}|$. Метод позволяет определить три ортогональных направления, таких, что в направлениях ортов \mathbf{W}_{Max} и \mathbf{W}_{min} дисперсия флуктуаций вектора магнитного поля имеет соответственно максимум и минимум. В качестве меры поляризации использовалось отношение $P = D_{\text{Max}}/D_{\text{min}}$, где D_{Max} и D_{min} – максимальная и минимальная дисперсии флуктуаций магнитного поля. На рис. 1 показано распределение альвеновских волн по степени поляризации. Этот график показывает, что относительное число поляризованных волн выше в медленном СВ, чем в быстром СВ, причем различие возрастает с ростом P .

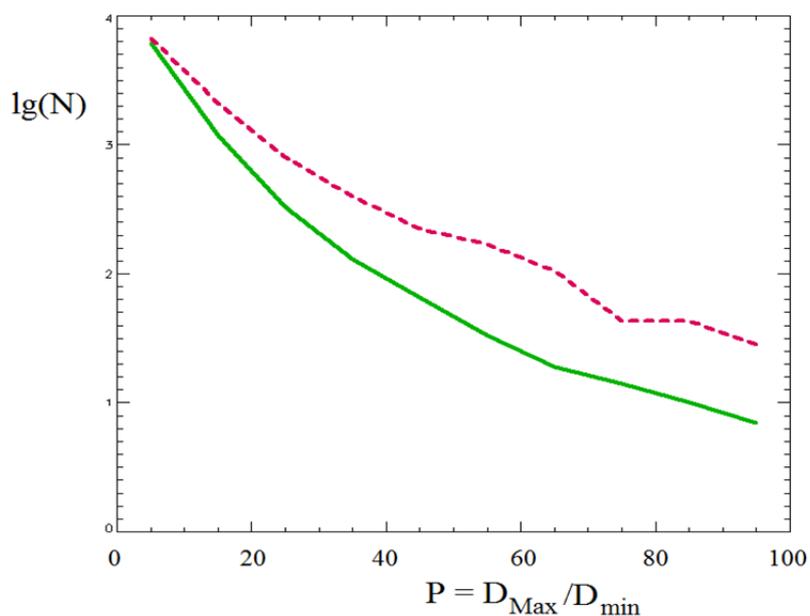


Рис. 1. Распределения альвеновских волн по степени поляризации P (сплошная линия – быстрый СВ, штриховая – медленный СВ).

Всего по данным за 1995–2011 гг. обнаружено 1880 событий, представляющих собой альвеновские волны с высокой поляризацией ($P > 20$), из них 628 найдено в быстром СВ и 1252 в медленном СВ. Статистическое исследование этой выборки позволило получить следующие результаты.

Не менее 80% волн с $P > 20$ обладают линейной поляризацией, т.е. вектор \mathbf{V} изменяет направление, оставаясь лежащим приблизительно в одной плоскости. Около 10% волн с $P > 20$ имеют циркулярную поляризацию, при

которой вектор \mathbf{V} содержит постоянную компоненту и изменяет направление, оставаясь на поверхности конуса.

В качестве меры интенсивности волны нами использовалось максимальное изменение направления магнитного поля в ходе события (магнитуда). Распределение поляризованных альвеновских волн по магнитудам довольно широкое, однако волны с магнитудами около 180° или более наблюдаются очень редко (менее чем в 1% случаев). Среднее значение магнитуды в медленном СВ составляет 89° , в быстром СВ – 108° .

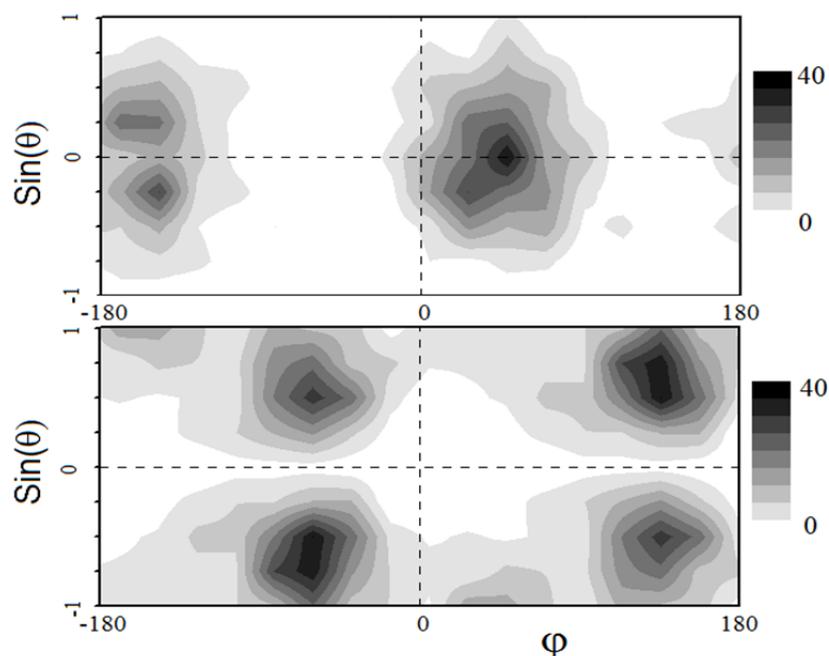


Рис. 2. Распределения направлений среднего магнитного поля $\langle \mathbf{V} \rangle$ (верхняя панель) и направлений максимума дисперсии \mathbf{W}_{Max} (нижняя панель), для альвеновских волн с $P > 20$ в быстром СВ.

Ранее отмечалось [4, 5], что поляризованные альвеновские волны часто содержат «встроенные» вращательные разрывы. По данным с минутным разрешением невозможно надежно идентифицировать все разрывы, поэтому мы оценили только долю волн, которые содержат скачкообразные изменения направления \mathbf{V} величиной в половину магнитуды волны или более. Оценка показала, что такие вращательные разрывы содержат не менее 30% поляризованных альвеновских волн, причем в ряде событий наблюдалось более одного разрыва.

Для исследования ориентации поляризованных альвеновских волн в гелиосфере использовались два независимо определенных вектора: среднее магнитное поле волны $\langle \mathbf{V} \rangle$ и вектор максимума дисперсии \mathbf{W}_{Max} . Эти векторы лежат в плоскости поляризации волны и приблизительно ортогональны. Направления векторов удобно характеризовать углами φ и θ (азимут φ отсчитывается от радиального направления \mathbf{R} в направлении восток-запад, а

наклонение θ отсчитывается на север от оси R). Распределения направленных векторов $\langle \mathbf{V} \rangle$ и \mathbf{W}_{Max} для быстрого СВ показаны на рис. 2 (аналогичные распределения для медленного СВ не имеют существенных отличий). Как можно видеть на рис. 2, векторы $\langle \mathbf{V} \rangle$ концентрируются вдоль оси, задаваемой направлением спирали Паркера ($\varphi \approx 45^\circ$, $\theta = 0$). Отсюда следует, что векторы \mathbf{W}_{Max} должны концентрироваться около круга, ортогонального к направлению спирали Паркера. Однако фактически концентрация \mathbf{W}_{Max} более неравномерна. На рис. 2 можно видеть четыре максимума распределения направлений \mathbf{W}_{Max} , которые образуют две пары, в каждой из которых угловое расстояние между максимумами составляет 180° . Такое расположение максимумов распределения означает, что \mathbf{W}_{Max} концентрируются вблизи двух выделенных в пространстве направлений (осей). Эти оси имеют наклон около 40° к плоскости гелиоэкватора. Таким образом, ориентация плоскости поляризации альвеновских волн в околоземном СВ имеет неслучайный характер, она определяется наличием двух выделенных направлений.

Использованные в работе экспериментальные данные получены из архива National Space Science Data Center and Space Physics Data Facility (ftp://nssdcftp/gsf.nasa.gov/spacecraft_data/).

Литература

1. Tu C.-Y., Marsch E. // Space Sci. Rev., 1995, V. 73, P. 1-210.
2. Riley P., Sonett C., Balogh A. et al. // Space Sci. Rev., 1995, 72, 197-200.
3. Riley P., Sonett C., Tsurutani B., et al. // JGR, 1996, 101, No. A9, 19,987–19,993.
4. Tsurutani B., Ho C., Arballo J. et al. // JGR, 1996, 101, No. A5, 11,027–11,038.
5. Tsurutani B., Ho C. // Reviews of Geophysics, 1999, 37, 517–541.
6. Wang X., He J., Tu C., et al. // Astrophys. J., 2012, 746:147.
7. Shi M., Xiao C., Li Q. et al. // Astrophys. J., 2015, 815:122.

9-ДНЕВНЫЕ ВАРИАЦИИ TSI – ОТРАЖЕНИЕ ГЛУБИННЫХ ПРОЦЕССОВ ВБЛИЗИ СОЛНЕЧНОГО ЯДРА?

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

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

DO THE 9-DAY VARIATIONS OF TSI REFLECT THE DEEP PROCESSES NEAR THE SOLAR CORE?

Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.

Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

The global oscillations of the Sun were studied according to Total Solar Irradiance (TSI) data. Synchronous series of observations obtained by TSI VIRGO and SORCE/TIM are processed. It was found that in the low-frequency oscillatory spectrum of Sun, as a star, besides the modes of 8–10 and 36–38 hours, there is the main 9-day mode. It is a stable independent mode; it is not an overtone of the rotation mode of the Sun, the period of which varies from 27 to 34 days. In our opinion, this stable 9-day mode may be associated with the oscillations of g-modes near the solar core [Fossat et al., 2017].

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-161-164

1. Введение

Рассматриваются глобальные колебания Солнца в широком диапазоне периодов на основании исследований временных вариаций полной солнечной радиации (Total Solar Irradiance, TSI). Эти вариации влияют на климат Земли, поэтому их изучение является важной исследовательской задачей. Спутниковые наблюдения показали, что количество солнечной энергии, получаемой верхней частью атмосферы Земли, меняется. На масштабах солнечного цикла эти изменения незначительны, порядка 0.1%, но на коротких интервалах вариации TSI заметно больше. Нас в данной работе интересуют не случайные изменения TSI, вызываемые солнечными пятнами, факелами, вспышками и пр., а возможные периодические пульсации TSI в диапазоне периодов от нескольких часов до нескольких сотен часов.

2. Наблюдательный материал

Мы используем данные, полученные космическим аппаратом the Solar Radiation and Climate Experiment (SORCE). Для контроля привлекались также данные прибора Variability of Solar Irradiance and Gravity Oscillations (VIRGO), предназначенного для исследований солнечной постоянной и гравитационных колебаний. Он установлен на спутнике SOHO. Обработывались ежедневные данные монитора TIM полного солнечного излучения (TSI). TIM измеряет полную солнечную радиацию с абсолютной точностью 0,035%. Относительные изменения TSI измерялись с точностью

0,001% в год [Kopp et al., 2011]. В качестве наблюдательного материала для поиска 9-дневной моды в рядах изменения TSI были использованы несколько произвольно выбранных участков из общей записи TSI. Подходящими для нашей работы являются ряды с длительностью порядка 5–10 исковых периодов, т.е. 50–100 дней (2–3 месяца).

3. Результаты

Приведем пример наблюдения монитора TIM длительностью $T = 80$ дней, 5.04.2017 – 25.06.2017 г. $N = 320$ pts (points of time series), каденция ряда = 6 часов, а период ожидаемой моды $P = 9$ дней ($n = 36$ pts). Общий вид временного изменения потока TSI представлен на рис. 1.

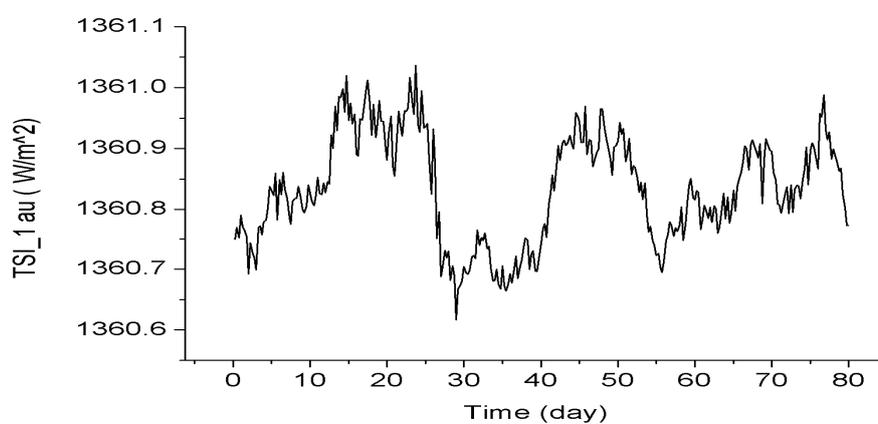


Рис. 1. Общий вид временного изменения потока TSI.

Для выявления спектрального состава выбранных временных рядов мы использовали программу CaterPillar – SSA. Это программа спектрального сингулярного разложения временного ряда по собственным функциям. Программа позволяет раскладывать исходные ряды на тренд, колебания (периодики) и шум без задания модели ряда. Главные компоненты разложения могут быть выделены, визуализированы и упорядочены по возрастанию их вклада в исходный ряд.

Корреляционная матрица позволяет группировать компоненты разложения в независимую колебательную моду процесса. На рис. 2 приведена матрица корреляций для первых 16 восстановленных компонент ряда. Корреляции изображены в 21-ой цветовой серой шкале от 0 до 1 (шкала справа). Существенным фактором является независимость компонент, входящих в группу, которая определяется матрицей корреляций.

Теперь, когда корреляционная матрица получена, можно восстановить вид искомой колебательной моды. Фильтруя тренд и шум в соответствии с видом матрицы корреляций, мы получаем искомую моду и ее периодограмму (рис. 3). Здесь же, на рис. 3 справа, кроме периодограммы ряда для данных SORCE/TIM (каденция 6 часов) приведена периодограмма для синхронных наблюдений 5.04.2017 – 25.06.2017 потоков, полученных

VIRGO (каденция 1 час). Компонент 27.5 дней отфильтрован. Периодограмма показывает, что мода состоит из трех компонент с периодами 4.7, 6.6, 9 дней, среди которых 9-ти дневная мода является доминантной, а две другие лишь незначительно ее модифицируют.

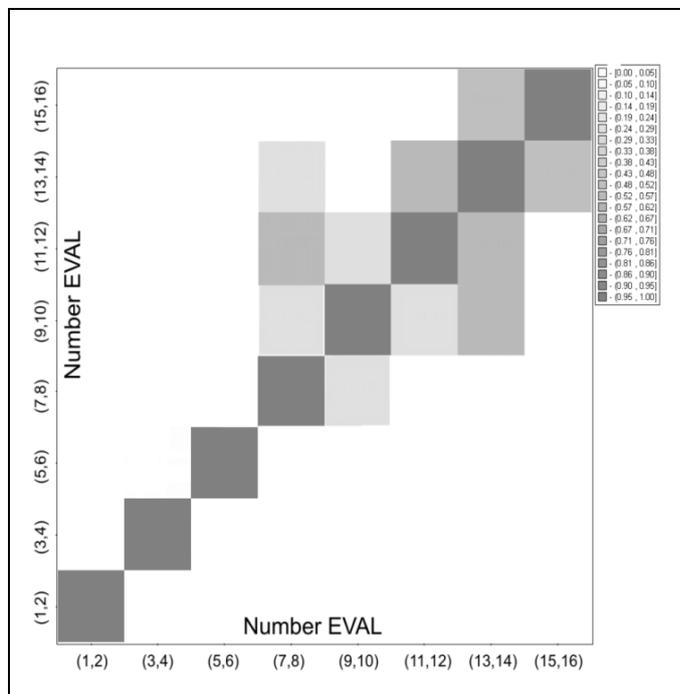


Рис. 2. Видно, что группы компонент по диагонали матрицы, собранные в соответствии с распределением собственных чисел разложения, образуют независимые (ортогональные) моды. Компоненты с $n \geq 7$ образуют группу шума.

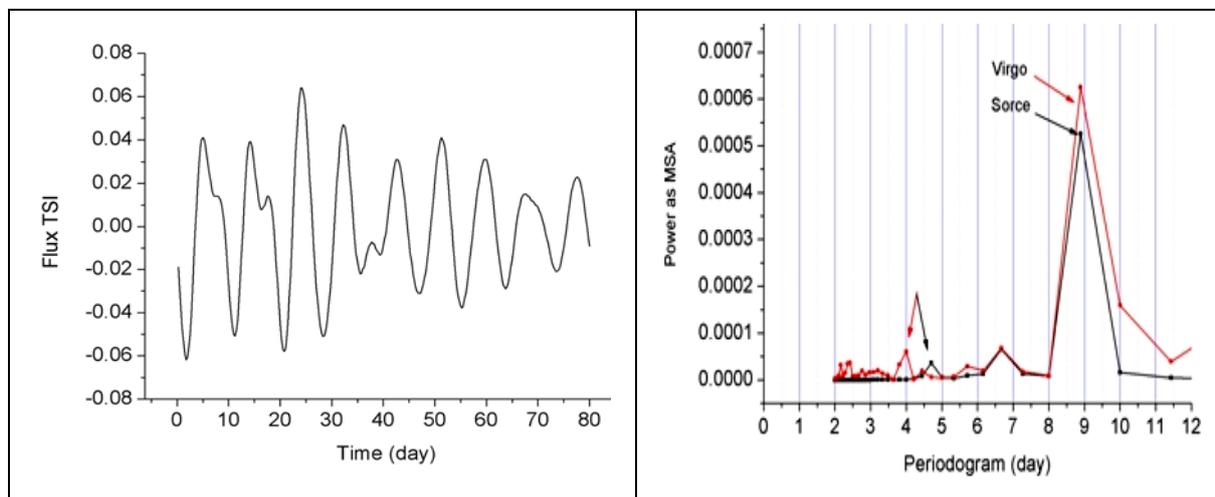


Рис. 3. Слева представлена 9-ти часовая мода. Справа – две периодограммы. Нижняя – для данных SORCE/TIM, верхняя – для данных VIRGO.

В качестве дополнения метода SSA, для исследуемых временных рядов, описывающих изменения потока TSI, нами выполнено вейвлет преобразование (рис. 4). Видна стабильность 9-ти суточной моды за время наблюдения.

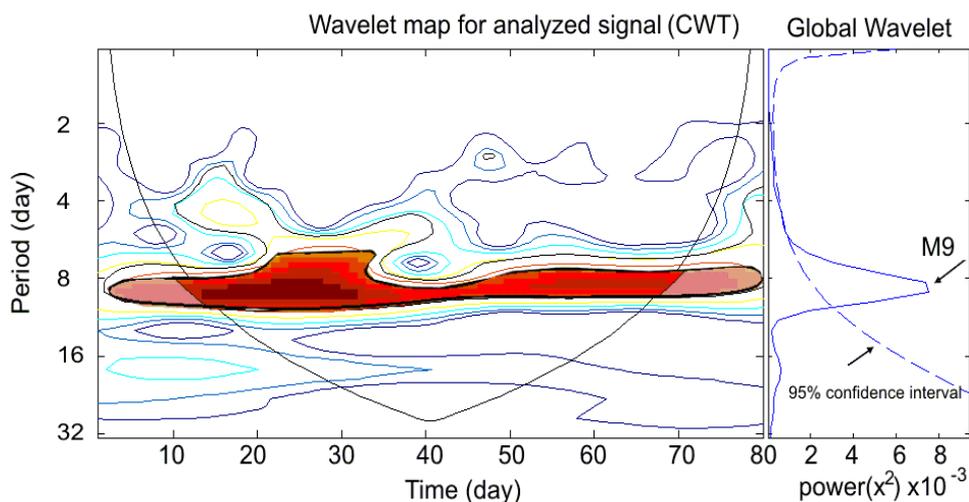


Рис. 4. Результаты вейвлет-преобразования.

Стандартное отклонение (SD) для моды 9 дней равно 0.12, для моды 27–34 дня, обусловленной вращением Солнца, оно значительно выше – 3.66. Это говорит о том, что мода 9 дней является независимой, а не обертоном моды вращения Солнца, период которой сильно меняется из-за дифференциальности вращения Солнца.

4. Выводы

Исследование глобальных колебаний Солнца по данным Total Solar Irradiance показало, что в низкочастотном спектре колебаний Солнца, как звезды, присутствует доминантная 9-ти суточная мода. Возможно, эти колебания связаны с 9-ти дневной g-модой ядра Солнца, обнаруженной недавно в работе Fossat et al. [2017].

Работа поддержана РФФИ(№18-02-00168) и РНФ(№15-12-20001).

Литература

- Fossat E. et al. Asymptotic g modes: Evidence for a rapid rotation of the solar core // *Astron. & Astrophys*, 2017, 604, A40. DOI:10.1051/0004-6361/201730460
- Kopp, Greg; Lean, Judith L. A new lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance // *Geophysical Research Letters*, 2011, V. 38, Issue 1, Cite ID L01706, DOI: 10.1029/2010GL045777.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПОР НА СТАДИИ ИХ ДИССИПАЦИИ

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

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

LONG-TERM OSCILLATIONS OF SOLAR PORES AT THE STAGE OF SLOW DISSIPATION

Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.

Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

Based on observations by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) of Solar Dynamics Observatory (SDO) for two solar pores, the long-term variations of their magnetic field with periods in the range of 4–8 hours are studied. The first pore was a solitary object and the second was situated in active region. The specific character of the magnetic field oscillations was revealed: both the amplitude and the period of oscillations increased significantly during the observation. Such a regime of oscillations is typical for the systems with the effective rigidity decreasing in time. Earlier it was discovered for solar facular knots [Kolotkov et al., 2017], and now, in the present work, the same phenomenon is established for the solar pores.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-165-168

1. Введение

В факельных полях активных областей присутствуют три типа магнитных структур: 1. Короткоживущие элементы малых масштабов (время жизни 5–15 минут, размеры – 0.5–1 угловая секунда [De Ponteieu et al., 2006; Berger et al., 2007], напряженность магнитного поля близка к условиям равномерного распределения, 200–300 Гс). 2. Факельные узлы (knots) более стабильные и крупномасштабные светлые образования, со временем жизни до 1 суток и более, размерами в несколько Мм и напряженностью магнитного поля от 300 до 1200 Гс. Факельные узлы имеют узкую центральную депрессию и в этом отношении уже близки по своим свойствам к порам. 3. Поры – темные малые пятна без полутени, время жизни – несколько дней, поперечные размеры – до 8 Мм, напряженность магнитного поля от 1200 до 1500 Гс. Для структур 1-го типа характерны «гранульные» масштабы: диаметр 0.3–0.7 Мм, время жизни 5–10 минут, они хорошо описываются численными симуляциями в рамках представлений о магнитоконвекции [Keller et al., 2004]. В факельных узлах наблюдаются колебания с периодами от 1 до 4 часов, которые, очевидно, отражают осцилляции этих структур как целостных магнитных образований около положения их равновесия [Kolotkov et al., 2017; Strekalova et al., 2016]. Поры существуют уже несколько дней, для них можно отследить фазу медленного, но значительного изменения магнитного поля в них и исследовать характер коле-

баний этого поля на данной стадии. Характерно, что начиная с факельных узлов, все магнитные элементы в иерархии масштабов сохраняют свою «структурную идентичность». Это означает, что даже на стадии «гибели» - стадии медленной диссипации, когда параметры объекта (площадь, магнитное поле и т. д.) сильно, но плавно меняются он, при этом, еще уверенно отождествляется и отслеживается на магнитограмме как один и тот же уединенный, самостоятельный элемент. Это позволяет для объекта типа «пора», существующего, как правило, несколько дней, выделить в наблюдении, как стационарную фазу его существования, так и фазу медленной диссипации. В этой фазе параметры системы меняются значительно. Меняется, разумеется, и эффективная жесткость системы, что приводит к изменению характера собственных колебаний системы. Поскольку в колебания такого объекта, как целостной магнитной структуры, вовлекаются значительные массы вещества, то их периоды оказываются много больше (часы), чем для колебаний, вызываемых прохождением МГД-волн по объему объекта (5–15 минут).

2. Наблюдательный материал и результаты

В качестве наблюдательного материала были использованы магнитограммы, полученные космическим аппаратом SDO/HMI с каденцией 12 минут и длительностью наблюдения 40–100 часов. Для исследования характера колебаний магнитного поля в поре на стадии медленной диссипации поля, были выделены два типа пор: поры в активных областях, входящие в факельное поле или находящиеся вблизи его, и уединенные поры. Рассмотрим два типичных примера.

3. Пора в активной области.

Наблюдение 2018/05/11-13 (A)NOAA12709

На рис. 1 (слева) представлена кривая изменения магнитного поля в поре частично в конце интервала ее стационарного существования, затем

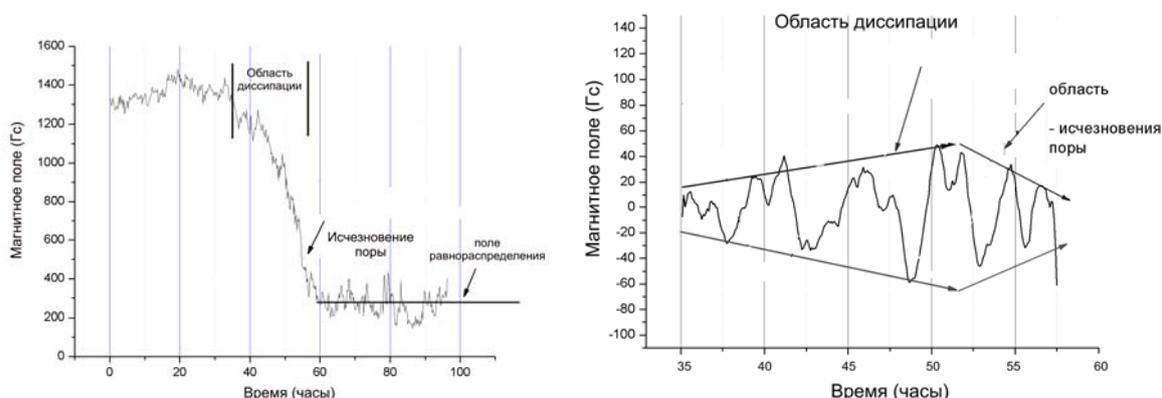


Рис. 1. Слева: изменение магнитного поля в поре. Отмечены стрелками: область диссипации, точка исчезновения и область поля равномерного распределения. Справа: в области диссипации наблюдается увеличение периода и амплитуды колебаний поля.

на стадии медленной диссипации и, наконец, на стадии развала - выхода на область поля равномерного распределения. Падение напряженности магнитного поля в зоне диссипации поры произошло от 1400 до 450 Гаусс, что соответствует уменьшению магнитного давления, определяющего упругость системы, в 10 раз! Как следствие этого, в соответствии с теоретической моделью [Solov'ev et al., 2017], описывающей малые колебания системы с убывающей во времени жесткостью, нарастает и амплитуда, и период колебаний (рис. 1, справа). После исчезновения поры во фрейме наблюдается поле равномерного распределения магнитных элементов ~ 300 G (это – короткоживущие мелкие факелы гранулярных масштабов).

4. Уединенная пора.

Наблюдение 2014/07/07-08

На рис. 2 (слева) дана кривая изменения магнитного поля в поре на стадии медленной диссипации, справа – характер колебаний поля на этой стадии.

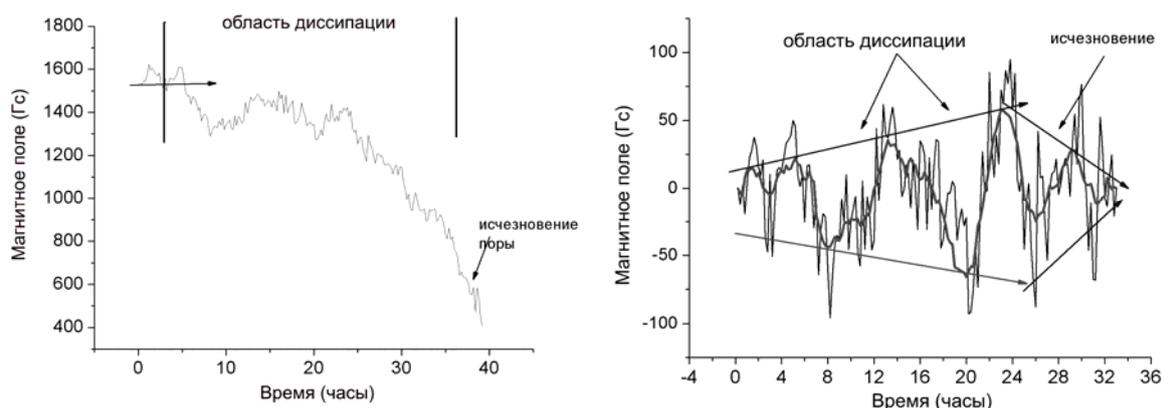


Рис. 2. Слева: изменение магнитного поля в поре. Отмечены область диссипации и точка исчезновения поры. Справа: в области диссипации наблюдается увеличение периода и амплитуды колебаний магнитного поля.

Падение напряженности магнитного поля в зоне диссипации поры наблюдается с 1550 до 450 гаусс, что соответствует уменьшению магнитного давления, определяющего упругость системы, \sim в 12 раз! (слева). Снова, как следствие этого уменьшения жесткости системы, нарастает амплитуда и период колебаний (справа).

5. Выводы

1. Долгопериодические колебания магнитного поля солнечных пор в стадии диссипации имеют, как и факельные узлы, специфический характер: их амплитуда меняется за время наблюдения, и синхронно с ней изменяется в том же направлении и период колебаний, заключенный в диапазоне от 4 до 8 часов.

2. Характер колебаний одинаков как для уединенных солнечных пор, так и для пор активной области. На стадии медленной диссипации при значительном убывании магнитного поля он определяется только падением эффективной жесткости системы со временем.

3. По-видимому, такой колебательный режим характерен для любых магнитных образований на Солнце с убывающей эффективной жесткостью, но сохраняющих в течение времени наблюдения свою структурную идентичность.

Работа поддержана РФФИ (№18-02-00168) и РНФ(№15-12-20001).

Литература

- Berger T.E., Title A.M., Tarbell T.D. et al.* New Solar Physics with Solar-B Mission // ASP Conference Series, 2007, 369, 103-112
- De Pontieu B., Carlsson M., Stein R., et al.* // Ap. J., 2006, 646, 1405-1420.
- Keller C.U., Schussler M., Vagler A., Zakharov V.* // Ap. J., 2004, 607, L59-L62.
- 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 // *Astronomy & Astrophysics*, 2017, V. 598, id. L2, P. 4.
- Solov'ev A.A., Kirichek E.A., Efremov V.I.* Eigen oscillations of facular knot on the stage of slow dissipation // *Geomag. & Aeronom.*, 2017, v. 57, № 8, 1101-1105.
- Strelakova, P.V.; Nagovitsyn, Yu.A.; Riehoainen, A.; Smirnova, V.V.* Long-period variations in the magnetic field of small-scale solar structures // *Geomag. & Aeronomy*, 2016, V. 56, Issue 8, pp.1052-1059.

ОСОБЕННОСТИ МЕДЛЕННОЙ ДИССИПАЦИИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Живанович И., Соловьев А.А.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

FEATURES OF SLOW DISSIPATIONS OF SUNSPOTS

Zhivanovich I., Solov'ev A.A.

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

According to the model of sunspot dissipation through a thin boundary layer between the magnetic flux tube of the spot and the environment, the rate of reduction of the area of sunspot umbra should slow down as the spot size decreases to some critical level. This theoretically predicted effect is confirmed in this work on the SOHO/MDI data, which has a high spatial and temporal resolution with the comparison of ground based observations. The theoretical curves correspond well to the observed profiles of area changes of sunspot umbra with the time.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-169-172

Для понимания процессов солнечной активности важно знать законы формирования и распада солнечных пятен, как основных проявлений этой активности. В данной работе описана модель диссипации солнечных пятен через тонкий граничный слой. По космическим данным подтвержден эффект замедления диссипации пятна по мере уменьшения его размеров.

Впервые вопрос о влиянии омических потерь на диссипацию солнечных пятен поставил Каулинг [1, 2]. Он рассматривал диффузию магнитного поля в неподвижной среде и получил, что характерное время диссипации солнечного пятна, составляет около 300 лет. На этом основании он заключил, что роль омических потерь в распаде пятен не существенна.

В работе [3] описывается плавное расплывание в неподвижной среде магнитного потока, который первоначально сосредоточен с бесконечно большой плотностью на оси симметрии. В этом процессе рост площади, занимаемой магнитным потоком, сопровождается соответствующим убыванием напряженности магнитного поля в центре.

Однако реальная картина явления, наблюдаемая при распаде солнечных пятен, резко отличается от описанной выше: в процессе диссипации солнечного пятна выполняются следующие условия: (i) солнечное пятно сохраняет четкие очертания, границы между тенью и полутенью пятна, а также между полутенью и фотосферой не размываются. При этом геометрический размер пятна постоянно уменьшается со временем; (ii) температура и, соответственно, яркость тени пятна меняется слабо; (iii) напряженность магнитного поля в центре пятна не меняется, либо меняется слабо, в

соответствии с эволюционной зависимостью напряженности поля от радиуса пятна. Согласно этой зависимости напряженность магнитного поля в малых пятнах систематически меньше, чем в крупных.

Такие особенности диффузионного процесса в пятне указывают на то, что магнитный поток в пятне уменьшается не за счет роста (расплывания) площади пятна и соответствующего ослабления напряженности поля в нем, а исключительно за счет ухода магнитного потока из области тени через тонкий граничный слой между магнитной силовой трубкой пятна и окружающей средой. В работах [4–6] был получен как основной закон наблюдаемого медленного распада пятен (линейная фаза диссипации), так и эффект замедления скорости сокращения площади тени в малых пятнах.

Для крупных пятен, у которых магнитный поток, прошедший через граничный слой, не успевает рассеиваться в окружающем пространстве за счет турбулентной диффузии, возникает линейная зависимость толщины граничного слоя от размера пятна. Суть данного эффекта в том, что при расширении пятна граничный слой автоматически подстраивает скорость ухода магнитного потока из пятна под скорость диффузионного рассеяния поля во внешней среде. Тогда скорость убывания площади пятна не зависит от его размера, и площадь линейно уменьшается со временем:

$$\frac{s_u(t)}{s_u} = 1 - \frac{t}{\tau_1}. \quad (1)$$

В формуле (1)

$$\tau_1 = 4\pi\sigma\varepsilon a^2(o)c^{-2}, \quad (2)$$

σ – проводимость плазмы в граничном слое, ε – малый параметр порядка 0.01, $a(o)$ – радиус тени пятна в некоторый начальный момент.

Для малых пятен эффект пропорциональности толщины граничного слоя радиусу тени пятна отсутствует, для них толщина граничного слоя определяется только физическими процессами на его границе и не зависит от размера пятна:

$$\delta = \delta_0 = const \approx \varepsilon a(0). \quad (3)$$

В таком случае получается:

$$\frac{s_u(t)}{s_u(t^*)} = \left(1 - \frac{t-t^*}{\tau_2}\right)^2, \quad t > t^*. \quad (4)$$

Момент времени t^* вводится как момент перехода от линейной стадии диссипации к нелинейной.

$$\tau_2 = 8\pi\sigma\delta_0 a^2(t^*)c^{-2}. \quad (5)$$

В данной работе получены наблюдательные данные, подтверждающие эффект замедления диссипации солнечного пятна со временем. В качестве источника использовались данные обсерватории Дебрецена, полученные путем обработки материалов космического аппарата SOHO [7]. Лучшее пространственное разрешение в сравнении с наземными наблюдениями, а

также высокое временное разрешение позволяет получить более точное подтверждение модели медленной диссипации солнечных пятен.

Для работы с наблюдательными данными следует провести их тщательный отбор согласно следующим критериям:

- в соответствии с теоретической моделью солнечное пятно должно иметь достаточно правильную, круглую форму;
- в ходе эволюции пятно не должно испытывать эволюционных деформаций (дробления) и значительных изменений формы;
- пятно, в котором исследуется стадия медленной диссипации, должно находиться не слишком далеко от края видимого солнечного диска, чтобы можно было уверенно отследить изменение его площади на поздних стадиях эволюции.

Согласно второму критерию важно сохранение эволюционной "стабильности" пятна поскольку, зачастую пятна в ходе эволюции "дробятся" на несколько пятен меньшего размера, образуя группу пятен. Исследования в группе пятен затруднены в связи с тем, что в группе пятна могут взаимодействовать друг с другом, вызывая возмущения в эволюции и диссипации пятна.

По вышеописанным критериям подбор солнечных пятен, соответствующих таким требованиям, оказывается довольно сложной задачей. Часто случается, что заключительный этап диссипации приходится на моменты, когда пятно или вообще скрывается за лимбом, либо сильно приближается к нему и тогда эффект уменьшения площади невозможно отследить из-за проекционных эффектов. В результате тщательного отбора по вышеописанным критериям из более, чем 40 солнечных пятен нам удалось найти лишь 4 пятна с отчетливым проявлением эффекта замедления диссипации. Пятна в активных областях NOAA 9253, 9254, 9527 и 10295 представлены на рисунках ниже (рисунки 1–4). На рисунках точками отмечены наблюдаемое распределение площадей перечисленных солнечных пятен, линиями приведены фазы линейной и нелинейной диссипации солнечного пятна для каждого конкретного случая.

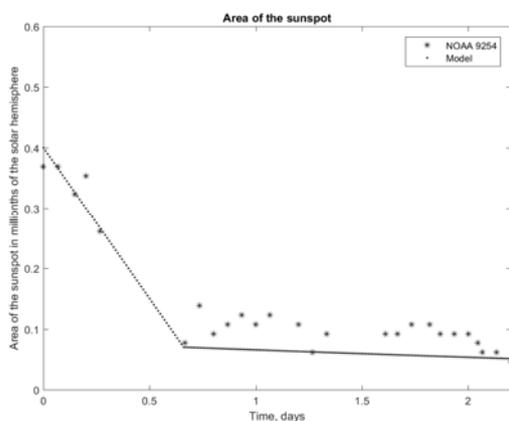


Рис. 1.

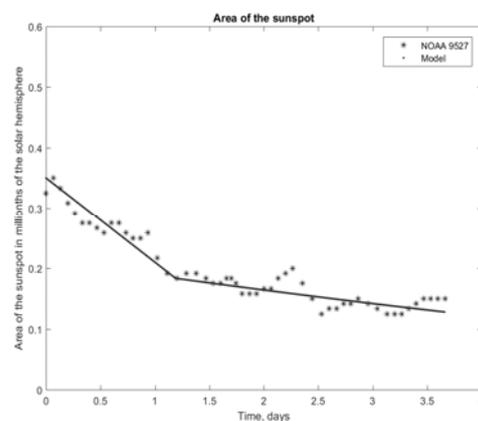


Рис. 2.

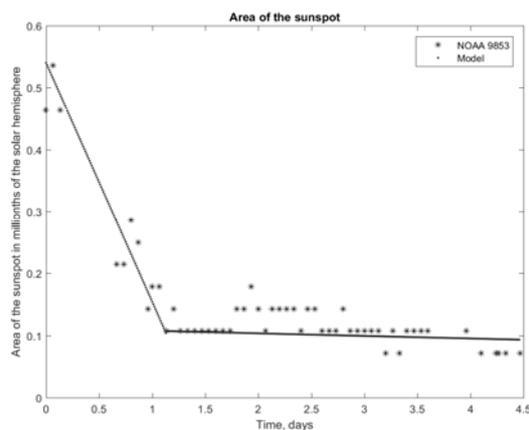


Рис. 3.

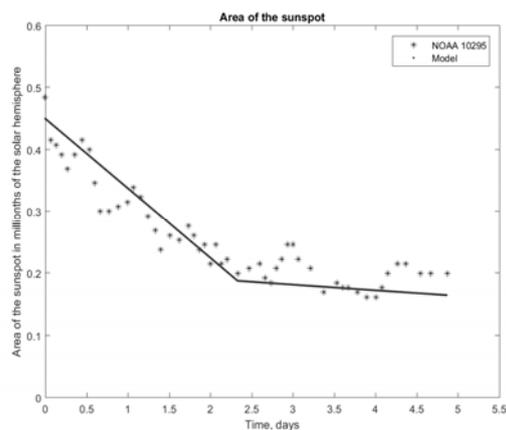


Рис. 4.

Полученные параметры модели диссипации для этих пятен:

- пятно в активной области NOAA 9254 (рис. 1) – $\tau_1 = 0.8$ дня, $\tau_2 = 40$ дней, $t^* = 0.67$ дня;
- пятно в активной области NOAA 9527 (рис. 2) – $\tau_1 = 2.5$ дня, $\tau_2 = 15$ дней, $t^* = 1.2$ дня;
- пятно в активной области NOAA 9853 (рис. 3) – $\tau_1 = 1.4$ дня, $\tau_2 = 50$ дней, $t^* = 1.1$ дня;
- пятно в активной области NOAA 10295 (рис. 4) – $\tau_1 = 4$ дня, $\tau_2 = 40$ дней, $t^* = 2.3$ дня.

Заметно наличие длинных «хвостов» нелинейной части диссипации пятна, что является следствием нескольких факторов. Во-первых, данные космических аппаратов имеют высокое временное разрешение. Во-вторых, на космическом аппарате используется дискретный приемник излучения (CCD матрица), и как следствие дискретности, получается что изменение площади пятна происходит не плавно, как на фотопластинках, а небольшими скачками, кратными количеству пикселей. Таким образом, формируются очень длинные и «плоские» хвосты нелинейной части диссипации солнечного пятна, что делает неотличимыми на глаз параболы из формулы (4) от линейных зависимостей (1).

Работа поддержана РФФИ (18-02-00168) и РНФ(15-12-20001).

Литература

1. Cowling T.G. // Monthly Notices of RAS, 1946, V. 106, p. 218.
2. Cowling T.G. / The Sun. The Solar system – 1953, V. 1.
3. Meyer F., Schmidt H. U., Wilson P.R., Weiss N.O. // Monthly Notices of RAS, 1974, V. 169, p. 35.
4. Solov'ev A.A. // Soviet Astronomy, 1991, V. 35, № 3, p. 306-309.
5. Solov'ev A.A. // Bull. Solnechnye Dannye, 1976, № 7, p. 73-78.
6. Gokhale M.H. and Zwaan C. // Solar Physics, 1972, V. 26, p. 52.
7. Gyórfi L., Baranyi T., Ludmány A. / Symposium S273, 2011, V. 6, p. 403-407.

**СОСТАВЛЯЮЩИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА
ОТ ВСЕХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА ДИСКЕ СОЛНЦА:
ВАРИАЦИИ В 24-М ЦИКЛЕ**

Жукова А.В., Абраменко В.И., Куценко А.С.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

**COMPONENTS OF THE MAGNETIC FLUX
FROM ALL ACTIVE REGIONS ON THE DISK OF THE SUN:
VARIATIONS IN THE 24TH CYCLE**

Zhukova A.V., Abramenko V.I., Kutsenko A.S.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Data set acquired by the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) during 2010–2017 was used to study contributions from different-type active regions (ARs) into the total unsigned magnetic flux during the 24th solar cycle. ARs were distributed into three categories: A-type – regular bipolar ARs; U-type – unipolar spots; B-type – irregular ARs, violating either Hale polarity law or Joy's law or having the leading spot less than the main following spot. A subset of anti-Hale ARs was formed by combining the anti-Hale ARs of B-type and U-type categories. In total, 1494 ARs with the unsigned magnetic flux above 10^{20} Mx were detected. Our analysis showed the following: i) correlation (correlation coefficients are provided in parentheses) between the total unsigned flux and the International Sunspot Number (ISSN) gradually decreases with transition from regular ARs ($r = 0.57$) to irregular ARs ($r = 0.53$) to anti-Hale ARs ($r = 0.31$) to unipolar spots ($r = 0.18$); ii) contributions into the yearly total flux from different AR categories are: 50–70% of flux comes from A-type ARs, 20–40% from B-type ARs and 10–20% from U-type ARs; anti-Hale ARs provided up to 11% of total flux during solar maximum with 7% as cycle average; iii) near the approaching solar minimum, the fraction of flux from anti-Hale groups increased from 5% to 9% and the yearly averaged amount of the anti-Hale flux was constant at about 10^{21} Mx level, which can be considered as the lower boundary of the small-scale fluctuation dynamo productivity on ARs scales. The observed enhancement of the anti-Hale flux during the solar maximum can be due to the combined mechanisms of global mean-field and small-scale fluctuation dynamos.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-173-176

Классическая модель магнитного цикла [1] является основой существующих представлений о происхождении солнечной активности. Генерируемое динамо-процессом магнитное поле состоит из трех частей [2, 3]: зависящего от цикла среднего поля B ; произведенных в результате фрагментации B флуктуаций b (также зависящих от цикла); произведенных безотносительно B и не зависящих от цикла флуктуаций h , обусловленных действием флуктуационного (турбулентного, мелкомасштабного) динамо. Флуктуационное динамо h -типа может работать в широком диапазоне пространственных размеров, в т.ч. на масштабах АО [3].

Исследования изменения свойств АО с циклом показали, что закон полярностей Хейла не выполняется примерно для 4% АО в 21-м [4] и в 23-м [5] циклах, а усредненный магнитный поток (МП) от АО с нарушением законов Хейла и угла наклона Джоя несколько увеличивается в период солнечного минимума [4]. Доля областей анти-Хейл среди количества всех АО возрастает в минимумах 22–23-го циклов [3], что может объясняться независимостью количества таких областей от цикла.

Целью настоящей работы является выявление наличия других (наряду с глобальным динамо) механизмов генерации магнитных полей на Солнце.

Для получения непосредственной оценки продуктивности солнечного динамо был рассчитан МП от АО на основе участков магнитограмм серии sharp_cea_720s инструмента HMI/SDO, полученных со скважностью 9 дней. Были отобраны 1494 АО с потоком не менее 10^{20} Мх, находящиеся не далее 60° от центрального меридиана. Влияние проекции на величину МП было откорректировано путем деления на косинус гелиоцентрического угла μ . Период исследования с 07.06.2010 по 31.12.2017 почти полностью охватывает 24-й цикл, что позволяет говорить об изменении изучаемых величин с циклом. Была получена непрерывная последовательность не перекрывающихся потоковых «портретов» Солнца.

Распределение АО по категориям осуществлялось нами следующим образом [6]: А – правильные биполярные АО, подчиняющиеся законам Хейла и угла наклона Джоя, имеющие лидирующее пятно, большее, чем основное последующее; В – биполярные области с нарушениями хотя бы одной из указанных закономерностей; U – одиночные пятна. Подмножества группы В составили АО с нарушениями: HN – закона Хейла; JN – закона угла наклона Джоя; LN – соотношения между площадями пятен лидирующей и последующей полярностей. АО с несколькими нарушениями входили в каждое из соответствующих подмножеств. Мы предполагали, что для одиночных пятен закон Хейла должен выполняться так же, как для ведущих пятен биполярных областей. Подмножества группы U составили правильные одиночные пятна UY и одиночные пятна UN, для которых закон Хейла нарушен. Особое подмножество анти-Хейл составили АО групп HN и UN.

Анализ показал, что основной вклад в общий поток T вносят АО группы А (рис. 1, левая панель), что согласуется с классической моделью [1]. Однако обособленность кривых А и Т свидетельствует о наличии другого механизма генерации МП помимо глобального динамо. Плавное понижение профилей МП и коэффициентов корреляции от АО группы А к неправильным областям В, к областям анти-Хейл и к одиночным пятнам говорит о том, что резкого разграничения между механизмами не существует: глобальное и флуктуационное мелкомасштабное динамо действуют в общем объеме. В максимуме цикла МП от областей анти-Хейл существенно возрастает (правая панель), вблизи наступающего минимума цик-

ла в 2016–2017 гг. – принимает то же значение 10^{21} Мх для магнитограммы полного диска, что и в предыдущем минимуме 2010 г. Мы можем принять это значение в качестве нижней границы продуктивности флуктуационного динамо на масштабах АО.

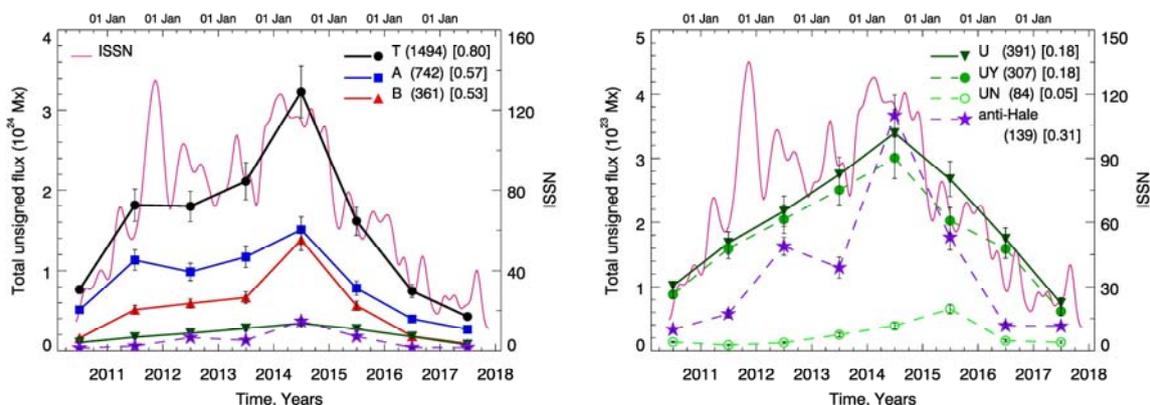


Рис. 1. Годовой поток от АО разных групп в зависимости от времени; количество АО приведено в круглых скобках, пирсоновский коэффициент корреляции дневного потока с дневным числом солнечных пятен ISSN – в квадратных скобках.

Вклад от АО разных групп в общий поток (рис. 2) понижается так же плавно от группы А к группе В, к группе U, как и коэффициенты корреляции. В 2015 году, в максимуме цикла, доли потока от правильных областей группы А и от АО группы В почти совпадают, что говорит о сопоставимости влияния глобального и флуктуационного динамо. Рассчитанная доля АО группы HN в общем количестве АО составляет 3.7%, что находится в соответствии с данными [4, 5]. Доля потока от областей анти-Хейл в среднем составляет 7% и достигает 11% в максимуме цикла. В 2016–2017 гг., вблизи наступающего минимума цикла, доля всех областей анти-Хейл в общем в общем потоке увеличивается с 5% до 9%, что согласуется с данными [3]. В минимуме растут также доли биполярных АО (правая панель), у которых нарушения связаны с полярностью и соотношением размеров пятен: HN и LN. Доля потока от неправильных одиночных пятен UN практически постоянна.

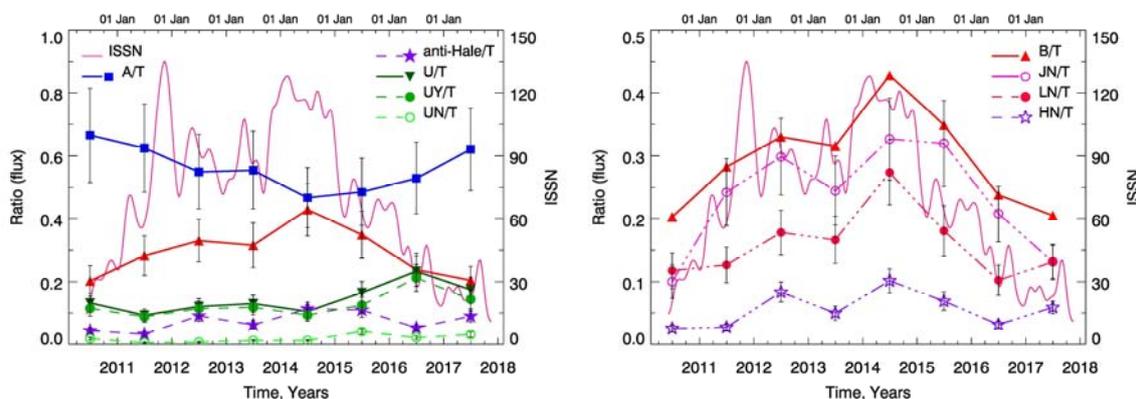


Рис. 2. Вклад АО разных групп в общий поток в зависимости от времени.

Максимальные значения потока (1.5×10^{22} Мх), приходящегося на область, (рис. 3), и значительные изменения со временем демонстрируют АО группы В. У правильных АО группы А поток слабее (1.0×10^{22} Мх) и профиль более сглажен. МП всех областей анти-Хейл синхронизирован с потоком группы В и с циклом. Рост потоков от неправильных областей в максимуме цикла говорит об усилении флуктуационного динамо в этот период. В минимуме цикла потоки от всех областей анти-Хейл и от АО с нарушениями полярности (HN) и соотношения размеров пятен (LN) также усиливаются. Отмеченное в [4] увеличение усредненного МП от АО с нарушением законов Хейла и Джоя происходит, по-видимому, за счет группы HN. Самые низкие потоки на область и независимость от цикла демонстрирует группа неправильных одиночных пятен UN.

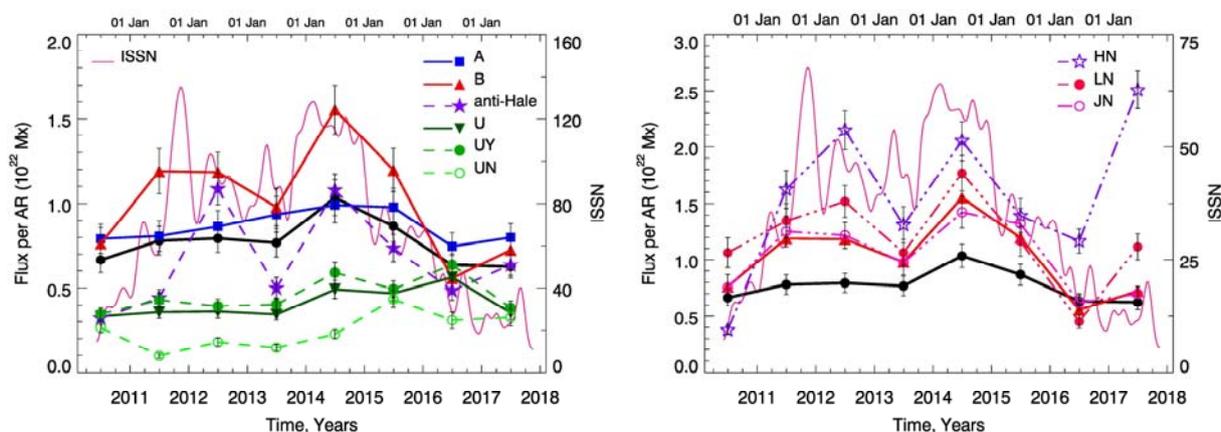


Рис. 3. Поток, приходящийся на АО данной группы, в зависимости от времени.

Из настоящей работы следует, что на масштабах АО, наряду с глобальным динамо среднего поля, проявляется другой механизм генерации поля. Резкого разграничения между механизмами не наблюдается: глобальное динамо и флуктуационное мелкомасштабное динамо действуют одновременно в общем объеме. В период минимума 11-летнего цикла солнечной активности продуктивность флуктуационного динамо на масштабах АО составляет 10^{21} Мх для мгновенной магнитограммы полного диска. В максимуме цикла глобальное динамо (создающее исходную силовую трубку) и флуктуационное динамо (искажающее и усиливающее ее магнитный поток) действуют совместно.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ (Проект 18-12-00131).

Литература

1. Babcock, H.W. // ApJ, 1961, 133, 572.
2. Brandenburg A., Sokoloff, D., Subramanian, K. // Space Sci.Rev., 2012, 169, 123.
3. Sokoloff, D., Khlystova, A., Abramenko, V. // MNRAS, 2015, 451, 1522.
4. Wang, Y.M., Sheeley, N.R.Jr. // Sol. Phys., 1989, 124, 81.
5. Stenflo, J.O., Kosovichev, A.G. // ApJ, 2012, 745, 129.
6. Жукова, А.В. // Изв. КрАО, 2018, 114, 74.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ И ГЕОЭФФЕКТИВНОСТИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ТИПА «СТЕЛС»

Загайнова Ю.С.¹, Файнштейн В.Г.², Громова Л.И.¹, Громов С.В.¹

¹*ИЗМИРАН, г. Москва, Троицк, Россия*

²*ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, Россия*

E-mail: yuliazagainova@mail.ru

STEALTH CORONAL MASS EJECTIONS: IDENTIFICATION OF SOURCE REGIONS AND GEOPHYSICAL EFFECTS

Zagainova Yu.S.¹, Fainshtein V.G.², Gromova L.I.¹, Gromov S.V.¹

¹*IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia*

²*ISTP CB RAS, Irkutsk, Russia*

By example of the 2010 June 16 event, a stealth coronal mass ejection (stealth-CME) emergence is shown to be probably accompanied by various manifestations of small-scale activity in the solar atmosphere and some features of variations in the magnetic field parameters. We also discuss the response of the geomagnetic field to the effect of this CME on the Earth magnetosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-177-180

Введение

Большинство КВМ, регистрируемых коронографами, связаны с различными проявлениями солнечной активности в нижней короне (анг. – low coronal signatures (LCSs)): солнечные вспышки, эрупции волокон, EUV волны и др. Оказалось, что существуют КВМ, которые наблюдаются в поле зрения коронографов и возникают на видимой поверхности Солнца, но при этом не сопровождаются LCSs [1, 2]. В настоящее время такие КВМ принято называть Стелс-КВМ. Установлено, что Стелс-КВМ, достигая орбиты Земли, могут приводить к возникновению Форбуш-понижений [3], а их воздействие на магнитосферу Земли может приводить к заметным возмущениям геомагнитного поля [4]. Используя усовершенствованные методы обработки изображений Солнца в различных спектральных каналах, для многих Стелс-КВМ удалось обнаружить связанные LCSs [5]. Несмотря на это, есть основания считать, что кроме найденной активности в местах вероятных источников Стелс-КВМ существуют и другие проявления солнечной активности (СА), сопровождающие их появление. Результаты поиска такой активности приведены в настоящей работе на примере одного события. Впервые, были исследованы особенности вариаций магнитного поля в области формирования Стелс-КВМ. Также обсуждается отклик геомагнитного поля на воздействие Стелс-КВМ на магнитосферу Земли.

Данные наблюдений

Исследовалась СА, сопровождающаяся возникновением Стелс-КВМ, зарегистрированного 16 июня 2010 (14:54:05 UT) в поле зрения коронографа LASCO C2 на борту космического аппарата SOHO. Основные характеристики этого КВМ по данным сайта https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/: центральный позиционный угол – 61° , угловой размер – 153° , линейная проекционная скорость $V_{lin} = 236$ км/с, ускорение – 6.5 м/с², масса – $6.8 \cdot 10^{14}$ г.

Для поиска вероятного места формирования КВМ и выявления различных проявлений СА использовались наблюдения Солнца в нескольких спектральных каналах SDO/AIA (93Å, 304Å, 171Å, 193Å, 211Å и 131Å). Для анализа свойств и динамики магнитного поля в области вероятного источника Стелс-КВМ использовались векторные измерения магнитного поля инструментом SDO/HMI. Отклик геомагнитного поля на воздействие КВМ на магнитосферу Земли анализировался по данным <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/> и IMAGE magnetometer network.

Результаты

На рис. 1(a) показан анализируемый Стелс-КВМ в поле зрения LASCO C2, а на рис. 1(b) приведен временной ход GOES SXR, который иллюстрирует отсутствие рентгеновской вспышки, связанной с КВМ. Для выделения местоположения источника Стелс-КВМ, мы разбили видимую поверхность Солнца на сегменты размером $200'' \times 200''$. Далее выделили сегмент, который оказался источником сильного кратковременного усиления излучения в нескольких каналах крайнего ультрафиолетового (УФ) диапазона в период времени, близкий к началу формирования Стелс-КВМ (см. рис. 2). На рис. 2(a) показаны зависимости от времени относительной интенсивности излучения в разных каналах крайнего УФ. Источниками этого излучения являются светлые мелкомасштабные «точки» на диске Солнца. На рис. 2(b–d) приведены разностные изображения участка Солнца в разные моменты времени в канале 193Å. Предположительно, светлая дуга, отмеченная стрелками, является фронтальной структурой (ФС) Стелс-КВМ. Кроме кратковременного повышения интенсивности излучения в крайнем УФ, формирование этого КВМ сопровождается движением мелкомасштабных петлеобразных структур (магнитных жгутов; не показано на рисунках).

По изображениям Солнца в канале 193Å и по данным LASCO C2, C3 были построены временные профили скорости ФС КВМ. Из полученных профилей скорости КВМ можно сделать вывод, что между моментами времени $\approx 13:43$ UT и 14:54 UT скорость достигает максимума и в поле зрения LASCO C2, C3 продолжает слабо возрастать.

Анализ свойств и динамики магнитного поля в предполагаемой области формирования ФС КВМ показал, что возникновение исследуемого

Стелс-КВМ сопровождается заметным изменением поведения магнитного поля в области источника КВМ, рис. 3. Вертикальной полосой выделен промежуток времени, когда прекращается уменьшение B_r по модулю и начинается его кратковременный рост на несколько десятков Гс. Этот временной промежуток включает в себя период формирования ФС и промежуток времени интенсивного излучения в каналах крайнего УФ.

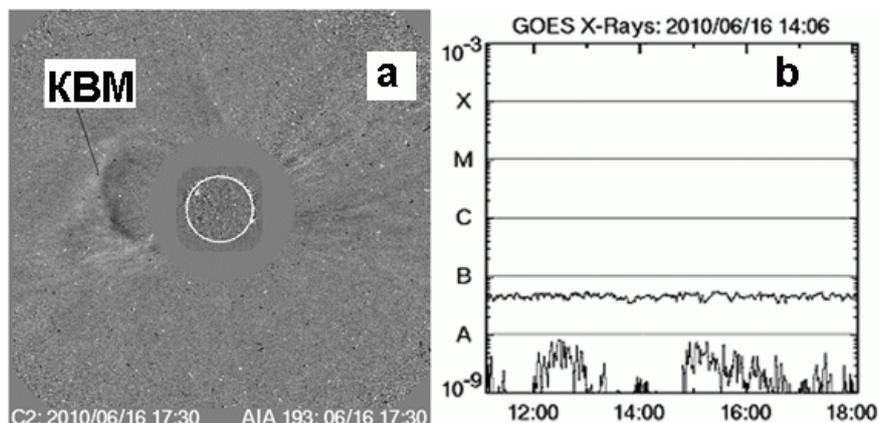


Рис. 1. а) – Стелс-КВМ от 16 июня 2010 в поле зрения LASCO C2; б) – интенсивность мягкого рентгеновского излучения по данным GOES. Вертикальная сплошная линия отмечает момент получения одного из изображений на LASCO C2 до появления в поле зрения коронографа Стелс-КВМ.

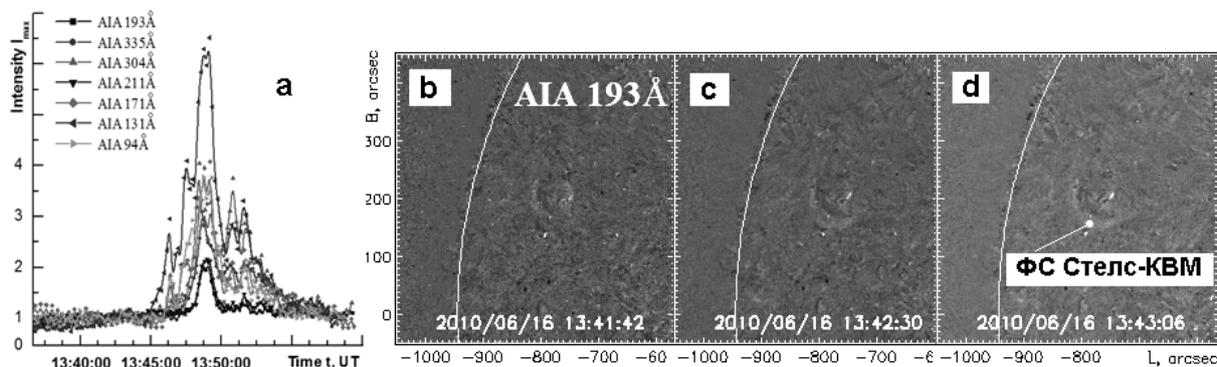


Рис. 2. а – зависимость от времени отношения интенсивности излучения в исследуемой области к интенсивности в соседней спокойной области; б, с, d – иллюстрация возникновения ФС Стелс-КВМ на разностных изображениях Солнца в канале 193 Å.

На магнитограммах предполагаемая область возникновения КВМ включает в себя несколько «холмов» магнитного поля, часть из которых совпадает с источниками кратковременного EUV излучения. Эти «холмы» магнитного поля не являются солнечными пятнами или порами. Рис. 3(б) на примере двух холмов магнитного поля показывает существование отрицательной корреляции между α_{\min} и $|B_{\max}|$ (где, α_{\min} – минимальный угол в «холме» между линиями поля и положительной нормалью к поверхности Солнца, $|B_{\max}|$ – максимум модуля магнитного поля в холме), измеренными за несколько часов до и после начала эруптивного события. Аналогичные

зависимости были получены в тени ведущих и замыкающих солнечных пятен [6].

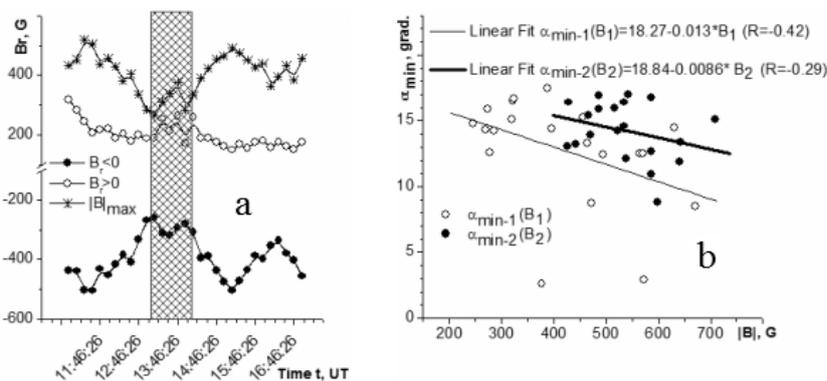


Рис. 3. а – зависимости от времени максимума модуля положительных и отрицательных значений радиальной компоненты магнитного поля B_r ; б – корреляция между α_{min} и $|B|_{max}$, в течение нескольких часов до и после начала события, где R – коэффициент корреляции.

Согласно каталогу <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>, передний фронт межпланетного КВМ (МКВМ), соответствующего исследуемому Стелс-КВМ, был зарегистрирован вблизи орбиты Земли 21.06.2010 (06:00 UT), а задний фронт этого МКВМ был зарегистрирован 22.06.2010 (14:00 UT).

Этот МКВМ проявил признаки магнитного облака (МО). Оказалось, что, что существенных изменений Dst-индекса в период прохождения космического аппарата через МКВМ не наблюдается. В тоже время, при прохождении вблизи Земли переднего и заднего фронтов МКВМ наблюдается кратковременный импульс AL-индекса, что свидетельствует о генерации слабой суббури.

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

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16.

Литература

1. Howard T.A., Harrison R.A. // Solar Phys., 2013, 285, 269–280.
2. D'Huys E., Seaton D.B., Poedts S., Berghmans D. // The Astrophysical Journal, 2014, 795:49, 1–12.
3. Heber B., Wallmann C., Galsdorf D., et al. // Cent. Eur. Astrophys. Bull., 2015, 39, no. 1, 75–82.
4. Ma S., Attrill G.D.R., Golub L., Lin J. // Ap. J., 2010, 722, 289–301.
5. Alzate N., Morgan H. // Ap. J., 2017, 840:103, 1–14.
6. Zagainova Yu.S., Fainshtein V.G., Rudenko G.V., Obridko V.N. // Astronomy Reports, 2017, 61, pp. 533–549.

МЕДЛЕННО МЕНЯЮЩАЯСЯ КОМПОНЕНТА РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ ЗВЕЗД

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.²

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

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

SLOWLY VARYING COMPONENT OF RADIO EMISSION OF ULTRACOOL STARS

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.²

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

It is shown that a source generating a slowly varying component of radio emission from ultracool stars such as the brown dwarf TVLM 513-46546 can be the gyrosynchrotron radiation from the magnetic loops system distributed quasi-uniformly over the stars' surface. Such a model explains the low modulation of the radio flux and makes it possible to understand the pumping mechanism of magnetic loops by high energy electrons. The main parameters of magnetic loops generating a slowly varying component are determined using the information on microwave radiation from the brown dwarf TVLM 513-46546.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-177-180

1. Введение

Ультрахолодные звезды типа коричневых карликов, т.е. звезды спектрального класса позднее L7, отличаются от других звезд поздних спектральных классов существенно большей активностью в радиодиапазоне. Для них отношение светимостей в радио и рентгеновском диапазонах приблизительно на четыре порядка больше, чем для звезд спектральных классов от F до M [1]. Одним из известных представителей ультрахолодных звезд является коричневый карлик TVLM 513-46546. У TVLM 513-46546 наблюдается две компоненты микроволнового излучения. Одна компонента имеет высокую яркостную температуру (больше 10^{11} K, [2]), узкую диаграмму направленности, полностью поляризована и обычно интерпретируется на основе электронного циклотронного мазера [3] либо плазменного механизма радиоизлучения [4]. Вторая компонента, которую принято называть спокойной, имеет яркостную температуру около 10^9 K ([5, 6]), небольшую степень циркулярной поляризации ($< 15\%$) и наблюдается непрерывно, показывая лишь слабую модуляцию с периодом, близким к периоду вращения звезды (около двух часов). Слабая модуляция спокойной компоненты при вращении звезды свидетельствует о том, что соответствующие источники радиоизлучения равномерно распределены в атмосфере TVLM 513-46546 и их суммарная площадь может быть сравнима с площадью поверхности коричневого карлика. Кроме того, соответствующи-

щие источники радиоизлучения должны непрерывно пополняться энергичными частицами, чтобы компенсировать потери, связанные с уходом частиц в конус потерь, и обеспечивать наблюдаемую яркостную температуру. Предполагается, что спокойная компонента возникает в результате гиротронного излучения умеренно релятивистских электронов в магнитных полях коричневого карлика [7]. При этом, как правило, рассматривается излучение в дипольном магнитном поле звезды, и постулируются параметры быстрых электронов (концентрация n_e и показатель спектра δ) без обсуждения их происхождения. Вместе с тем, некоторые свойства «спокойной» компоненты радиоизлучения позволяют сделать более определенные выводы о параметрах источников и характере их распределения в короне коричневого карлика. Спокойное радиоизлучение коричневого карлика TVLM 513-46546 в микроволновом диапазоне длин волн показывает практически неизменные характеристики на протяжении многих лет наблюдений, что свидетельствует о стабильности этой компоненты на временной шкале порядка нескольких лет [6].

2. Данные наблюдений

Исследования "спокойной" компоненты, проведенные на VLA 24 января 2004 года, дают следующие значения потоков радиоизлучения на длинах волн 20 см, 6 см и 3,6 см [5]:

$$F(20\text{см}) = 260^{+46}\mu\text{Jy}, \quad F(6\text{см}) = 284^{+13}\mu\text{Jy}, \quad F(3,6\text{см}) = 228^{+11}\mu\text{Jy}$$

Степень циркулярной поляризации потока на волнах 3,6 и 6 см составляла $V/I < 15\%$. Определенный в [6] спектральный индекс $F \sim \nu^\alpha$ в диапазоне 20–6 см имеет значительный разброс, в среднем положителен и равен $\alpha = 0,1^{+0,2}$. В диапазоне 6–3,6 см спектральный индекс отрицателен и имеет величину $\alpha = -0,4^{+0,1}$. Изменение знака спектрального индекса свидетельствует о том, что спектр "спокойного" излучения имеет максимум, причем частота максимума ν_m находится в диапазоне [5]

$$\nu_m = 1,4\text{--}4,8 \text{ ГГц} \quad (\lambda = 20\text{--}6 \text{ см}).$$

Изменение знака спектрального индекса в рамках гиротронного механизма излучения означает переход от оптически толстого к оптически тонкому режиму излучения. Другими словами, источник радиоизлучения в диапазоне 4,8–8,4 ГГц является, по всей вероятности, оптически тонким, что важно для дальнейших оценок.

Данные спутника *Chandra* ACIS-S3 показали также, что спокойное радиоизлучение коричневого карлика TVLM 513-46546 сопровождается мягким рентгеновским излучением в диапазоне энергий 0,3–2 кэВ [6], что может свидетельствовать о наличии в источнике радиоизлучения горячей плазмы с температурой $T \approx 10^7 \text{ K}$. Светимость рентгеновского излучения в

указанном диапазоне составляла $L_x \approx 8,510^{24}$ эрг с^{-1} , что соответствует мере эмиссии $ME \approx 1,8 \times 10^{48}$ см^{-3} .

3. Модель источника

Слабая модуляция интенсивности и спектрального индекса спокойной компоненты при вращении звезды свидетельствует о квазиравномерном распределении источников радиоизлучения по поверхности звезды. В качестве таких источников мы будем предполагать многочисленные магнитные петли с электрическим током, формируемые в атмосфере звезды в результате действия фотосферной конвекции (рис. 1). Конвекция на звездах поздних спектральных классов играет основную роль при переносе энергии от центра звезды к поверхности. Идея корональных магнитных петель как источников радиоизлучения привлекательна тем, что в корональных петлях реализуется постоянный механизм накачки их объемов энергичными электронами вследствие генерации индукционных электрических полей при колебаниях электрического тока [4], в результате чего поддерживается постоянная генерация радиоизлучения спокойной компоненты.

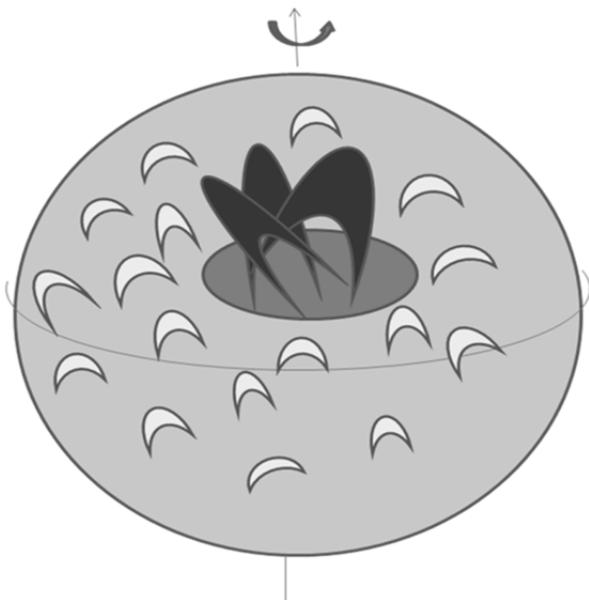


Рис. 1. Активная область, генерирующая интенсивную полностью поляризованную компоненту радиоизлучения (центральная часть рисунка), и распределенные источники генерации спокойной компоненты радиоизлучения.

Для модели источника спокойной компоненты, изображенной на рис. 1, определим видимую площадь источника как

$$S \approx N_{loop} l d, \quad (1)$$

где N_{loop} – число магнитных петель (элементарных источников радиоизлучения) на видимой полусфере, d и l – характерная толщина и длина отдельной петли. При степенном распределении энергичных электронов с показателем энергетического спектра δ поток гиросинхротронного излучения F_ν из оптически тонкого источника, частоту максимума ν_{peak} в спек-

тре гиротронного излучения и степень поляризации r_c можно представить в виде [8]:

$$F_\nu = 3,3 \cdot 10^{-24} 10^{-0,52\delta} (\sin \vartheta)^{-0,43+0,65\delta} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1,22-0,9\delta} (n_e d) B \frac{S}{R^2} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ Гц}^{-1}. \quad (2)$$

$$\nu_{peak} = 2,72 \cdot 10^3 10^{0,27\delta} (\sin \vartheta)^{0,41+0,03\delta} (n_e d)^{0,32-0,03\delta} B^{0,68+0,03\delta} \quad (3)$$

$$r_c = 1,26 \cdot 10^{0,035\delta} 10^{-0,071 \cos \vartheta} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{-0,782+0,545 \cos \vartheta} \quad (4)$$

Здесь ϑ – угол между магнитным полем и направлением на наблюдателя, $\nu_c = 2,8 \cdot 10^6 B$ – гирочастота электронов, B – магнитное поле, n_e – концентрация энергичных электронов в источнике, d – толщина источника в проекции на наблюдателя, S – видимая площадь источника, R – расстояние до источника радиоизлучения. Для коричневого карлика TVLM 513-46546 расстояние $R = 10,6 \text{ пс} = 3,26 \cdot 10^{19} \text{ см}$. Формулы (2) и (4) справедливы в интервале углов $\vartheta = 20^\circ - 80^\circ$ и для оптической толщины $\tau_\nu = \kappa_\nu d < 1$, где

$$\kappa_\nu = 1,4 \cdot 10^{-9-0,22\delta} (\sin \vartheta)^{-0,09+0,72\delta} \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{-1,30-0,98\delta} \frac{n_e}{B}. \quad (5)$$

Формула (2) позволяет по спектральному индексу оптически тонкого радиоизлучения из соотношения $\alpha = 1,22 - 0,90\delta$ определить показатель спектра энергичных электронов, откуда находим $\delta \approx 1,8 \pm 0,1$, т.е. спектр электронов является достаточно жестким. Полагая $\vartheta \approx 80^\circ$, что достаточно вероятно для рассматриваемой модели источника, из формулы (4) для степени круговой поляризации можно определить магнитное поле в корональных магнитных петлях – источниках гиротронного излучения. Полагая $\delta = 2$, $r_c = 0,15$, $\nu = 8,4 \cdot 10^9 \text{ Гц}$ получим $B \approx 1,07 \cdot 10^2 \text{ Гс}$. Найденные значения магнитного поля и показателя спектра энергичных электронов вместе с условием оптически тонких источников на частоте $8,4 \text{ ГГц}$, т.е. $\tau_{8,4} = \kappa_{8,4} d < 1$, накладывающих ограничение на величину $n_e d$, определяющую поток радиоизлучения (2): $n_e d \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$. Аналогичное значение дает формула (3), для частоты максимума, если предположить $\nu_{peak} \leq 1,4 \text{ ГГц}$. Формирование магнитных петель в короне коричневого карлика TVLM 513-46546, обусловленное наличием фотосферной конвекции, было исследовано в [8]. Полагая $d \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см}$, $l \approx (2,5 - 5) \cdot 10^9 \text{ см}$ получим площадь всех элементарных источников $S \approx (0,5 - 1,0) \cdot 10^{18} N_{loop}$, а из формулы (2) для потока $F_{\nu=8,4} = 228 \pm 11 \mu\text{Jy}$ оценим количество источников спокойного радиоизлучения на видимой полусфере, необходимое для объяснения наблюдаемого потока: $N_{loop} = (0,5 - 1,0) \cdot 10^{18} / n_e d \approx 25 - 50$. Фактор заполнения поверхности звезды источниками составляет 15–30%. Концентрацию плазмы n в элементарных источниках – магнитных петлях можно оценить по мере эмис-

сии мягкого рентгеновского излучения, сопровождающего радиоизлучение спокойной компоненты, предполагая, что источником рентгеновского излучения являются магнитные петли, заполненные горячей плазмой с температурой $T \approx 10^7 K$. Полный объем горячей плазмы, генерирующей мягкое рентгеновское излучение, составляет $V \approx \pi d^2 l N_{loop} / 4 \approx (2-8) 10^{27} \text{ см}^3$. Тогда из условия $ME = n^2 V \approx 1,8 \cdot 10^{48} \text{ см}^{-3}$ находим концентрацию плазмы в магнитных петлях $n \approx (1,4-3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Концентрацию энергичных частиц находим из условия оптически тонкого источника на частоте 8.4 ГГц, $n_e d \leq 10^{16} \text{ см}^{-2}$, что дает $n_e \leq 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$.

4. Заключение

Таким образом, рассмотренная модель объясняет слабую модуляцию потока радиоизлучения при вращении звезды и позволяет понять механизм накачки магнитных петель энергичными электронами [4]. Этот механизм связан с колебаниями электрического тока в магнитной петле как эквивалентном электрическом контуре. Генерация электрического тока обусловлена электродвижущей силой в основании петли, возникающей в результате взаимодействия фотосферной конвекции с магнитным полем петли. При колебаниях электрического тока возбуждается индукционное электрическое поле, ускоряющее электроны. Фотосферная конвекция поддерживает непрерывный автоколебательный процесс [9], обеспечивая постоянную накачку магнитной петли энергичными электронами. Оценки [4] показывают, что при токах $7 \cdot 10^9 \text{ А}$ автоколебания сопровождаются генерацией индукционных электрических полей напряженностью $E \approx 7 \cdot 10^{-4} \text{ В см}^{-1}$. В таком электрическом поле электроны на масштабе петли приобретают энергию 700–1500 кэВ. При этом стационарная концентрации энергичных электронов зависит от отношения ускоряющего поля E к полю Драйзера E_D и от скорости диффузии частиц в конус потерь. В нашем случае отношение $E/E_D \approx 0,1$, что приводит к значениям $n_e \leq 10^8 \text{ см}^{-3}$. Это не противоречит приведенным выше оценкам на основе потока радиоизлучения. Возникает вопрос, почему в источниках медленно меняющейся компоненты не реализуются когерентные механизмы излучения – электронный циклотронный и плазменный механизмы. Электронный циклотронный мазерный механизм не эффективен вследствие умеренного магнитного поля в петлях, в результате чего циклотронная частота оказывается существенно меньше плазменной и соответствующие инкременты меньше порога неустойчивости. Что касается плазменного механизма, то соответствующее излучение могло не попадать в частотный интервал проводимых наблюдений на VLA. Другая причина может быть связана с полным заполнением конуса потерь в результате диффузии энергичных электронов на кулоновских столкновения, в результате чего инкременты неустойчивости на

плазменных волнах становятся ниже порога возбуждения. Этот вопрос, однако, требует отдельного исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке программы президиума РАН № 28 «Космос: исследование фундаментальных процессов и их взаимосвязей», грантов РНФ № 16-12-10448 (разделы 1, 2), № 16-12-10528 (раздел 3), а также гранта РФФИ № №17-02-00091а (раздел 4) и госконтракта (тема № 0035-2014-0029).

Литература

1. *Guedel, M., Benz, A.O.* Similar X-Ray/Microwave Ratios in Solar Flares and Coronae of Active Stars // *ApJ*, 1993, vol. 405, pp. L63–L66.
2. *Hallinan, G., Bourke, S., Lane, C., et al.* Periodic Bursts of Coherent Radio Emission from an Ultracool Dwarf // *ApJ. Lett.*, 2007, vol. 663, pp. L25–L28.
3. *Yu, S., Hallinan, G., Doyle, J.G., et al.* Modelling the radio pulses of an ultracool dwarf // *A&A*, 2011, vol. 525, pp. A39–A49.
4. *Зайцев, В.В., Степанов, А.В.* О происхождении интенсивного радиоизлучения коричневых карликов // *Известия вузов, Радиофизика*, 2016, Т. 59, С. 966–976.
5. *Osten, Rachel A., Hawley Suzanne L., Bastian Timothy S., Reid, I. Neill.* The Radio Spectrum of TVLM 513-46546: Constraints on the Coronal Properties of a Late M Dwarf // *ApJ*, 2006, vol. 637, pp. 518–521.
6. *Berger, E., Gizis, J.E., Giampapa, M.S., et al.* Simultaneous Multiwavelength Observations of Magnetic Activity in Ultracool Dwarfs. I. The Complex Behavior of the M8.5 Dwarf TVLM 513-46546 // *ApJ*, 2008, vol. 673, pp. 1080–1087.
7. *White, S.M., Kundu, M.R., Jackson, P.D.* Simple non-thermal models for the quiescent radio emission of dMe flare stars // *A&A*, 1989, vol. 225, pp. 112–124.
8. *Dulk, G.A.* Radio emission from the Sun and stars // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1985, vol. 23, pp. 169–224.
9. *Зайцев, В.В.* Незатухающие колебания электрического тока в корональных магнитных петлях и в аркадах магнитных петель / *Солнечная и солнечно-земная физика-2017*, Труды, ГАО РАН, СПб, 2017, С. 153–156.

ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ТОКОНЕСУЩИХ ВОЛОКОН

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.^{2,3}, Мельников А.В.²

¹Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

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

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

DYNAMICAL REGIMES OF A CURRENT-CARRYING FILAMENTS

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.^{2,3}, Mel'nikov A.V.²

¹Federal Research Center "The Institute of Applied Physics of RAS", Nizhny Novgorod, Russia

²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

³Ioffe Institute of RAS, Saint Petersburg, Russia

Activation of filaments by sharp increase in the electric current is considered. Dynamics of the filament in terms of the Ampère force, the gravity, and the drag force due to ion viscosity is described. The upward Ampère force acting on the filament increases with the electric current in the filament, which results in the increase in the height of the filament. As a result a new equilibrium state corresponding to the new value of the electric current is reached. Phase diagrams of filament dynamics are obtained and maximum height and velocity of the filament are estimated. Example of active filament in the context of the proposed model is analyzed. Failed or two-stage eruptions of the prominences are also discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-187-190

1. Введение

Активизация протуберанцев и волокон часто приводит к извержению их вещества в корону, которое формирует ядро коронального выброса массы. Предвестники эрупции волокон весьма разнообразны. Например, критическая высота волокна перед эрупцией, $\sim 50\text{--}200$ Мм, увеличение плотности протуберанцев, или, наоборот, уменьшение его массы. Наблюдается и увеличение амплитуды колебаний волокна перед эрупцией. В работах [1, 2] показано, что эрупция волокна происходит при превышении некоторого порогового значения электрического тока. Если величина электрического тока, текущего вдоль волокна, возрастает, то действующая на волокно и направленная вверх сила Ампера также возрастает. Это приведёт к подъёму волокна и достижению через динамический процесс нового положения равновесия, соответствующего новому значению электрического тока. Подъём может происходить со скоростями, типичными для протуберанцев, поэтому такой процесс можно рассматривать как активизацию волокна.

2. Динамика и активизация волокна

Рассмотрим простую модель динамики волокна при возрастании в нём электрического тока от значения I_0 до $I > I_0$. Считаем, что нарастание тока

происходит мгновенно, то есть время нарастания тока $\sim l/V_A < \sqrt{h/g}$, характеризующего отклик волокна на внешнее возмущение. Здесь l - длина волокна, $V_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ - альфвеновская скорость в волокне, $g = 2,74 \cdot 10^4$ см/с² - ускорение силы тяжести, h - исходная высота волокна, соответствующая току I_0 . Условие равновесия волокна радиуса R , изображённого на рис.1, можно представить как $2I_0^2/c^2h = \pi R^2 \rho g$. Учитывая, что $B_\phi = 2I_0/cR$ условие равновесия примет вид $B_\phi^2/2\pi h = \rho g$. Полагая $B_\phi = 10$ Гс, $h = 10^9$ см, $\rho = 10^{-13}$ г/см³, $R = 10^8$ см, находим, что волокно может поддерживаться в короне силой Ампера, если вдоль волокна течет ток $I_0 = 3,5 \cdot 10^9$ А. Оценки электрических токов в волокнах дают значения $I_0 = (10^{10} - 6 \cdot 10^{11})$ А [3].

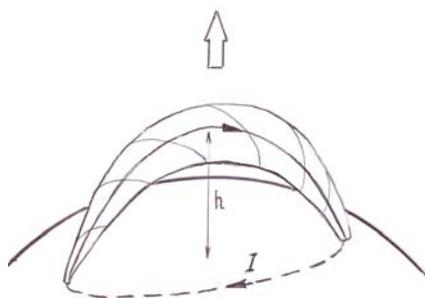


Рис. 1.

Уравнение, описывающее динамику волокна как целого в вертикальном направлении z под действием силы Ампера, силы тяжести и силы вязкости, запишем в следующем виде:

$$\pi R^2 \rho \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{I^2}{c^2 z} - \eta \frac{dz}{dt} - \pi R^2 g \rho. \quad (1)$$

Для оценки влияния вязкости представим волокно непроницаемым эллиптическим цилиндром с осями a и b , движущимся в плазме со скоростью U перпендикулярно внешнему магнитному полю. В этом случае динамическая вязкость имеет вид [4]

$$\eta = \frac{4\pi\eta_0}{\frac{a}{a+b} - C - \ln \left[\frac{1}{4} \frac{U(a+b)\rho_a}{2\eta_0} \right]}, \quad (2)$$

где $C = 0,577$ – число Эйлера, а коэффициент ионной вязкости η_0 и столкновительное время τ_i в плазме с параметрами n_a и T_a равны [5]

$$\eta_0 \approx 0,96 n_a k_B T_a \tau_i, \quad \tau_i \approx 10^6 \frac{T_a^{3/2} (\text{эВ})}{n_a}. \quad (3)$$

Случай $b = 0$ соответствует пластинке, расположенной параллельно потоку. При $a = b = R$ (круглый цилиндр) вместо (2) получаем

$$\eta = \frac{4\pi\eta_0}{\ln(3,7\eta_0/\text{Re})}, \quad \text{Re} = \frac{UR}{(\eta_0/m_i n_a)} - \text{число Рейнольдса} \quad (4)$$

3. Фазовая диаграмма

Вводя безразмерную координату $Z = z/h$, безразмерное время $\tau = t\sqrt{g/h}$, запишем уравнение (1) в виде

$$\frac{d^2 Z}{d\tau^2} = -\nu \frac{dZ}{d\tau} + \frac{K}{Z} - 1, \quad \nu = \frac{\eta}{\pi R^2 \rho} \sqrt{\frac{h}{g}}, \quad K = \frac{I^2}{I_0^2}. \quad (5)$$

Уравнение (5) заменим эквивалентной системой уравнений

$$\frac{dZ}{d\tau} = V, \quad \frac{dV}{d\tau} = -\nu V + \frac{K}{Z} - 1 \quad (6)$$

Из уравнений (6) находим уравнение фазовых траекторий, связывающих безразмерные скорости и координаты в ходе эволюции волокна:

$$\frac{dV}{dZ} = \frac{K - Z - \nu VZ}{VZ}. \quad (7)$$

Вид фазовых траекторий для $\nu = 0$ и $0,1$ представлен на рис. 2. На рис. 3 показан осциллирующий переход волокна к следующему стационарному состоянию при $\nu = 0,1$.

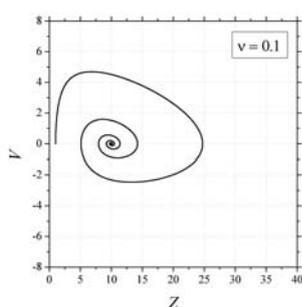
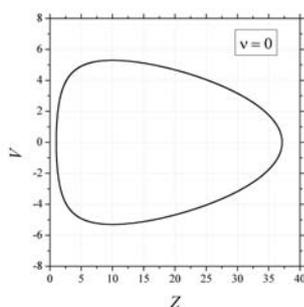


Рис. 2.

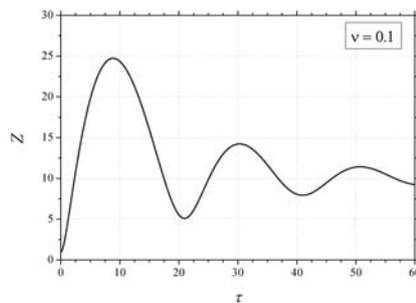


Рис. 3.

При малой вязкости ($\nu \rightarrow 0$) можно оценить максимальную высоту подъема протуберанца и максимальную скорость. В размерных переменных их значения равны

$$\left(\frac{dz}{dt}\right)_{\max} \approx (2gh)^{1/2} \left[\frac{I^2}{I_0^2} \left(\ln \frac{I^2}{I_0^2} - 1 \right) + 1 \right]^{1/2}, \quad z_{\max} \approx h \left(\frac{I^2}{I_0^2} \ln \frac{z_{\max}}{h} + 1 \right). \quad (8)$$

4. Обсуждение

Предложенную динамическую модель волокна применим к событию 30.03.2001 [6], наблюдавшегося в радиоизлучении (Nobeyama), в мягком рентгеновском излучении и на SOHO/MDI. Волокно имело следующие параметры: $h \approx 1,8 \cdot 10^9$ см, $l \approx 5,6 \cdot 10^9$ см, $R \approx 2,5 \cdot 10^8$ см, $\rho \approx 2,3 \cdot 10^{-13}$ г/см³, а электрический ток увеличился от $I_0 \approx 10^{10}$ А до $I \approx 7 \cdot 10^{10}$ А за 100 с. Этот временной интервал меньше значения $\sqrt{h/g} \approx 260$ с. Тогда из (8) находим $z_{\max} \approx 240h = 4,3 \cdot 10^{11}$ см, $V_{\max} = 1,2 \cdot 10^8$ см/с, что соответствует магнитному числу Маха $M_A = V_{\max}/V_A \approx 1$. Полагая плотность и температуру внешней среды $n_a = 10^9$ см⁻³ и $T_a = 2$ МК ≈ 200 эВ и принимая $U = 3 \cdot 10^6$ см/с из (3) находим $\eta_0 \approx 0,8$ г/смс, а из (4) определяем $\eta \approx 15$ г/смс. В этом случае коэффициент торможения $\nu = \eta(\pi R^2 \rho)^{-1}(h/g)^{1/2} \approx 6,6 \cdot 10^{-2}$, а время затухания $\nu^{-1} \sqrt{Kh/g} \approx 8$ часов. Число Рейнольдса $Re = \frac{UR}{(\eta_0/\rho_a)} = 1,6$ при $\rho_a = 1,7 \cdot 10^{-15}$ г/см³.

Энергия поднимающегося волокна $E \sim MV_{\max}^2 \sim 10^{30}$ эрг, где $M = \pi \rho R^2 l$.

В заключение заметим, что резкое увеличение электрического тока может быть вызвано неустойчивостью Рэлея-Тейлора в хромосферном основании волокна [7]. Наблюдения свидетельствуют также о двухступенчатой эрупции, когда быстрый подъем волокна после потери устойчивости в нижней короне сменяется его замедлением и остановкой в вышерасположенной зоне устойчивости [8, 9]. Внешние воздействия переводят волокно в следующую зону неустойчивости. Такое поведение волокон в предложенной нами модели можно объяснить повторным ростом электрического тока в волокне. Многократное усиление электрического тока в итоге приведёт к корональному выбросу массы.

Работа поддержана грантом РФФИ № 18-02-00856 (разделы 1 и 2), грантом РНФ № 16-12-10448 (раздел 3) и Программой Президиума РАН № 28 (раздел 4).

Литература

1. *van Tend W., Kuperus M.* // Solar Phys., 1978, 59, 115.
2. *Filippov B., Koutchmy S.* // Solar Phys., 2002, 208, 283.
3. *Vršnak B., Ruždjak V., Brajša R., Džubur, A.* // Solar Phys., 1988, 116, 45.
4. *Ламб Г.* Гидродинамика – ОГИЗ, Гостехиздат, 1947.
5. *Брагинский С.И.* Вопросы теории плазмы. Вып. 1. – М.: Госатомиздат, 1963.
6. *Altyntsev A.T., Grechnev V.V., Meshalkina N.S., Yan Y.* // Solar Phys., 2007, 242, 111.
7. *Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V.* // Solar Phys., 2016, 291, 3451.
8. *Byrne J.P., Morgan H., Seaton D.B. et al.* // Solar Phys., 2014, 289, 4545.
9. *Filippov B.* // MNRAS, 2018, 475, 1646.

ЕЩЁ ОДНО ПРАВИЛО ВАЛЬДМАЙЕРА И ФОРМА 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА

Иванов В.Г.

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

ONE MORE WALDMEIER'S RULE AND FORM OF 11-YEAR CYCLE

Ivanov V.G.

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

The form of the 11-year cycle of solar activity is used to be approximately described by its amplitude A and three key moments: those of the minimum (T_{min}), maximum (T_{max}) and next minimum (T_{min2}). The classical Waldmeier rule states a strong anticorrelation between A and the length of the ascending branch $T_{max} - T_{min}$, meanwhile, correlation between A and the length of the descending branch $T_{min2} - T_{max}$ is much weaker. Following Waldmeier, one can introduce a moment T_V near the end of the descending branch where the activity falls to some low level of activity V . Correlation between the time interval $T_V - T_{max}$, as opposed to $T_{min2} - T_{max}$, proved to be rather high. We demonstrate that this link, which can be called "one more Waldmeier rule", is well consistent with the fact that the descending branch of the 11-year cycle has a universal form.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-191-194

Одна из самых известных особенностей формы 11-летнего цикла солнечной активности описывается правилом Вальдмайера (ПВ) [1]: длина фазы роста цикла антикоррелирует с его мощностью. Однако имеются и другие, менее известные соотношения между высотой цикла и длинами различных его фаз, которые мы обсудим ниже.

Для приблизительного описания формы 11-летнего цикла обычно достаточно задать его амплитуду A_{max} (максимальное значение изучаемого индекса пятенной активности A) и три характерных момента: T_{min} — момент минимума (начала) цикла, T_{max} — момент максимума, T_{min2} — момент второго минимума. Ниже мы будем также использовать обозначения T_{max2} , A_{max2} — максимум и амплитуда цикла, следующего по отношению к данному, и обозначим $T_a = T_{max} - T_{min}$, $T_d = T_{min2} - T_{max}$, $T_{cyc} = T_a + T_d$ длины фаз роста, спада и полную длину цикла соответственно.

В качестве меры выраженности ПВ можно использовать коэффициент корреляции $r_{wr} = r(T_a, T_{max})$, и он различается для разных индексов и видов усреднения. На рис.1 изображена зависимость $r_{wr}(L)$ для различных рядов ежемесячных пятенных индексов (W — число Вольфа, SN — число солнечных пятен по версии WDC-SILSO [2], G — число групп расширенного Гринвичского каталога [3], GSN — Group Sunspot Number [4], все ряды взяты с 1875 года), сглаженных бегущим средним за L месяцев. Заметим,

что выраженность ПВ в индексах W и SN примерно одинакова, а в G и GSN — значительно хуже, хотя для G эта выраженность довольно высока при более сильном усреднении $L = 40$ месяцев. Мы будем работать с индексом SN и использовать усреднение с годовым масштабом $L = 13$, для которого $r_{wr} = -0.77$ (см. также рис. 2а, где точки соответствуют циклам и по ним построена линейная регрессия $SN = 347 - 38.1 \cdot T_a$).

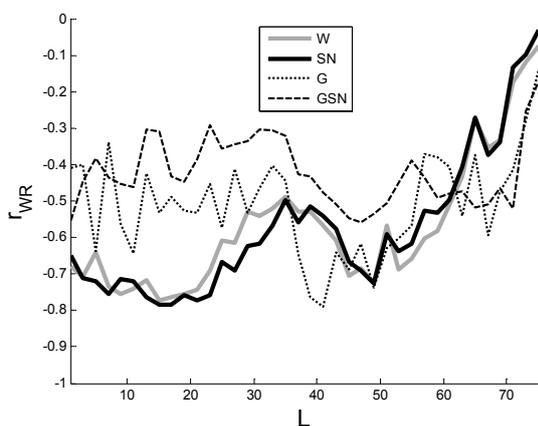


Рис. 1.

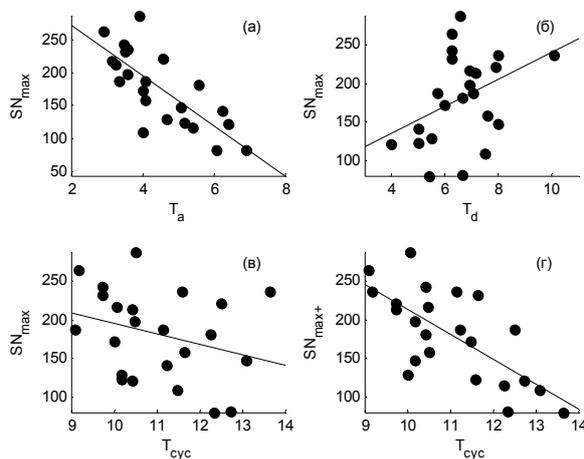


Рис. 2.

Известно, что у длины фазы спада и полной длины цикла связь с мощностью цикла значительно слабее, чем для ПВ: $r(T_d, SN_{max}) = +0.39$ (рис. 2б) и $r(T_{cyc}, T_{max}) = -0.30$ (рис. 2в). Примечательно, что довольно сильна связь длины данного цикла с амплитудой следующего: $r(T_{cyc}, SN_{max2}) = -0.69$ (рис. 2г, регрессия $SN = 530 - 31.7 \cdot T_{cyc}$). Эта связь была впервые, по-видимому, отмечена в работе [5].

Отмеченное выше различие в силе связи длин разных фаз цикла с его высотой хорошо вписывается в рамки выдвинутой Вальдмайером «эруптивной гипотезы» [1]. Согласно Вальдмайеру, последовательность 11-летних циклов — это череда сравнительно независимых друг от друга «эрупций» активности, в каждой из которых индекс активности возрастает от нуля в момент T_{min} до максимума в момент T_{max} , а затем снова плавно спадает к нулю. Таким образом, можно говорить о моментах начала отдельной эрупции активности и её максимуме, но её второй минимум, очевидно, находится на бесконечности. Моменты же минимумов индекса активности определяются способом наложения нисходящей ветви старого и восходящей ветви нового цикла и могут быть, вообще говоря, связаны с характеристиками обоих. Отмеченное выше различие в коэффициентах корреляции говорит о том, что момент T_{min} сильнее связан с характеристиками нового цикла активности, чем старого.

Для того чтобы охарактеризовать положение ветви спада в цикле, Вальдмайер предложил использовать момент, в который уровень активности падает до некоторого порогового значения W_0 (обозначим этот момент

T_{W_0}). Он обратил внимание на то, что при выборе порогового числа Вольфа $W_0 = 7.5$ величина $T_{W_0} - T_{\max}$ хорошо коррелирует с длиной цикла. Взяв для индекса SN порог $SN_0 = 25$ и обозначив соответствующий момент T_{25} , для интервала $T_{d25} = T_{25} - T_{\max}$ получаем $r(T_{25} - T_{\max}, SN_{\max}) = +0.72$. Эта и другие корреляции между характеристиками циклов приведены в таблице 1.

Таблица 1.

	SN_{\max}	$SN_{\max2}$	T_a	T_d	T_{d25}	T_{cyc}	$T_{\text{cyc}25}$
SN_{\max}	1	+0.25	-0.77	+0.39	+0.72	-0.30	+0.17
$SN_{\max2}$	+0.25	1	-0.42	-0.31	+0.20	-0.69	-0.19
T_a	-0.77	-0.42	1	-0.46	-0.70	+0.45	+0.12
T_d	+0.39	-0.31	-0.46	1	+0.76	+0.59	+0.52
T_{d25}	+0.72	+0.20	-0.70	+0.76	1	+0.13	+0.62
T_{cyc}	-0.30	-0.69	+0.45	+0.59	+0.13	1	+0.68
$T_{\text{cyc}25}$	+0.17	-0.19	+0.12	+0.52	+0.62	+0.68	1

Естественно было бы назвать эту корреляцию «вторым правилом Вальдмайера». Однако в работе [6] этот термин применён к упомянутой выше связи между T_{cyc} и $SN_{\max2}$. Чтобы не вступать в конфликт с терминологией этой работы, здесь мы назовём связь между T_{d25} и SN_{\max} «ещё одним правилом Вальдмайера» (ЕОПВ).

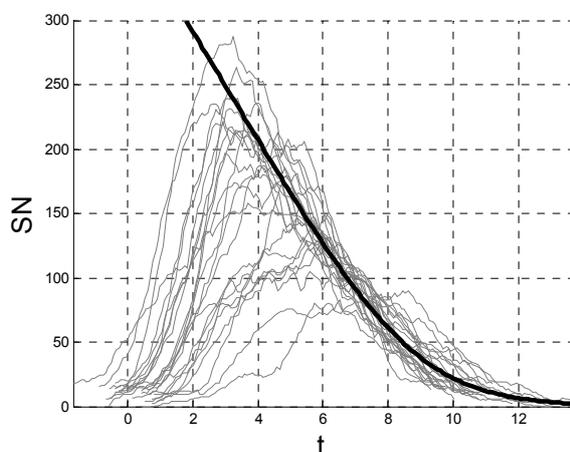


Рис. 3.

В работах [7, 8] было показано, что нисходящие ветви 11-летнего цикла хорошо аппроксимируются кривой, форма которой не зависит от высоты цикла, а вся зависимость от последней состоит в индивидуальном сдвиге этой кривой вдоль оси времени. Этот факт иллюстрируется на рис. 3, где циклические кривые (тонкие линии) сдвинуты таким образом, чтобы удалённые от максимума части их фаз спада накладывались друг на друга и аппроксимировались кривой

(жирная линия), заданной уравнением (см. [8]).

$$A(t_0 - t) = \alpha^2 \log SN + 2\alpha \cdot SN + SN^2 / 2,$$

где $A = 4.17 \cdot 10^4 \text{ год}^{-1}$, $\alpha = 248$, $t_0 = 14.8$ года.

Очевидно, что на том участке нисходящей ветви, который универсален для всех циклов (он начинается примерно в двух-трёх годах от максимума), любая точка, в частности — описанный выше момент T_{25} , может быть выбрана в качестве меры сдвига фазы спада цикла. Если бы мы вы-

брали другой порог SN_0 , это сдвинуло бы все точки T_{25} примерно одинаково и практически не сказалось бы на величине приведённых в Таблице 1 корреляций.

Отметим также, что из-за разного знака корреляций T_a и T_{d25} с амплитудой цикла, сумма этих длин $T_{\text{cyc}25} = T_{25} - T_{\text{min}}$ коррелирует с этой ней весьма слабо: $r(T_{\text{cyc}25}, SN_{\text{max}}) = +0.17$.

Таким образом, можно выделить три характерных момента в развитии 11-летнего цикла, T_{min} , T_{max} и T_{25} , интервалы между которыми хорошо связаны с его мощностью: длина ветви роста $T_{\text{max}} - T_{\text{min}}$ антикоррелирует с величиной максимума цикла (ПВ), а длина $T_{\text{max}} - T_{25}$, характеризующая положение ветви спада, коррелирует с этой величиной (ЕОПВ). Момент T_{25} , маркирующий снижение активности до заданного низкого уровня, близок к моменту второго минимума $T_{\text{min}2}$, однако положение первого, в отличие от второго, определяется лишь свойствами данного цикла, а не деталями его наложения на последующий. Такие свойства момента T_{25} связаны с отмеченной выше универсальностью формы нисходящей ветви 11-летнего цикла.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 16-02-00090 и программой Президиума РАН № 28.

Литература

1. *M. Waldmeier* // *Astronomische Mitteilungen der Eidgenössischen Sternwarte Zürich*, 1935, v. 14, pp. 105–136.
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. *D.V. Hoyt, K.H. Schatten* // *Solar Phys.*, 1998, v. 179, pp. 189–219.
5. *D.H. Hathaway, R.M. Wilson, E.J. Reichmann* // *Sol. Phys.*, 1994, v. 151, pp.177–190.
6. *Takalo J. and Mursula K.* // 20th EGU General Assembly, EGU2018, Proceedings from the conference held 4-13 April, 2018 in Vienna, Austria, p. 19303;
Takalo J. and Mursula K. // *Astron. & Aph.*, 2018, in print.
7. *R.H. Cameron and M. Schüssler* // *Astron. & Aph.*, 2016, v. 591, A46.
8. *V.G. Ivanov* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018, v. 58, No. 7, pp. 930–936.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Калинин А.А.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

MODELING OF THE SOLAR PROMINENCES SPECTRUM

Kalinin A.A.

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

We give short review of the solar prominence spectrum modeling: basic physical assumptions and numerical methods. Three codes of the MEDOC group (France) for such modeling are described. Some results for the helium HeII 30.4 nm and hydrogen HI Ha lines intensities ratio are given. The Monte-Carlo method for the spectrum modeling of the calcium lines in the cylinder geometry is shortly described.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-195-198

Моделирование спектров солнечных протуберанцев является сложной задачей теории переноса излучения, решение которой требует больших вычислительных ресурсов [1]. Приведем базовые уравнения и предположения в стандартных обозначениях [3].

Уравнение переноса излучения (УПИ) с соответствующими принятой геометрии граничными условиями

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\chi_\nu I_\nu + \eta_\nu$$

Уравнения стационарности (УС) для населенностей энергетических уровней рассматриваемых атомов

$$N_j \sum_{j \neq i}^n P_{ji} = \sum_{j \neq i}^n N_i P_{ij}$$

$$P_{ji} = A_{ji} + B_{ji} \bar{J}_{ij} + C_{ji} = R_{ji} + C_{ji}$$

$$P_{ij} = B_{ij} \bar{J}_{ij} + C_{ij} = R_{ij} + C_{ij}$$

Здесь ν – частота, I_ν – удельная интенсивность, s – путь вдоль направления полета фотона, χ_ν – коэффициент поглощения, η_ν – коэффициент излучения, N_j – населенность уровня j , P_{ij} – суммарная скорость перехода с уровня i на уровень j , R – скорость радиационных переходов, C – скорость ударных переходов, A и B – коэффициенты Эйнштейна, \bar{J}_{ij} – средняя по профилю интенсивность в переходе ij . Необходимо знать скорости переходов A , B , C , задать геометрию и кинематику – зависимость скорости V_{xyz} (или $V_{r\theta\phi}$ в цилиндрической геометрии), а также задать модель атома (или атомов).

Существуют достаточно сложные комплексы программ для моделирования спектров протуберанцев. Рассмотрим кратко программы группы MEDOC (Франция) [4].

prom7. В этой программе протуберанец моделируется плоским бесконечным слоем (геометрически одномерная задача) – рис. 1а.

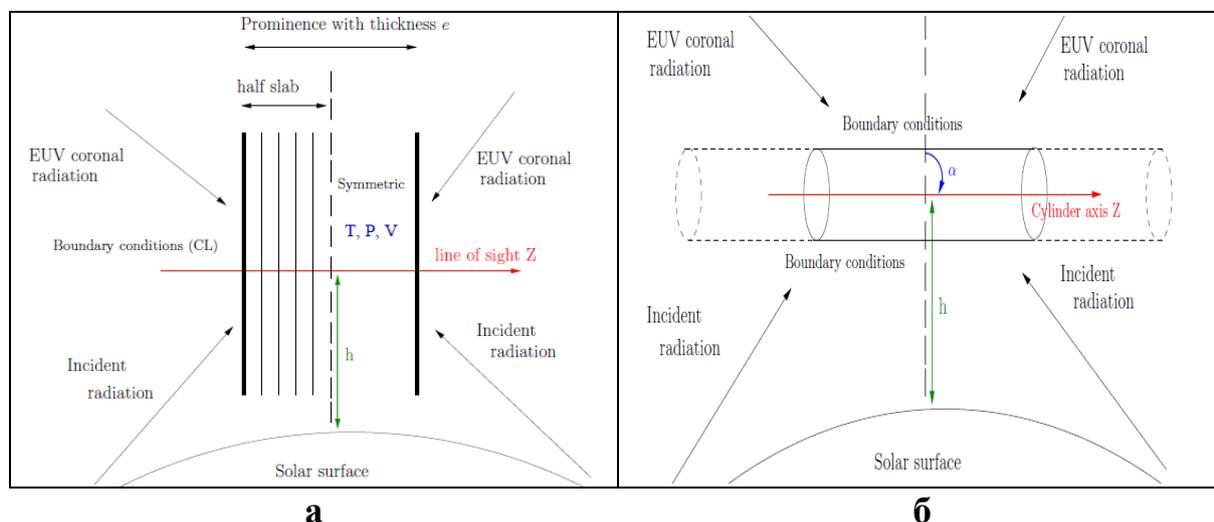


Рис. 1. а – модель плоского бесконечного слоя, программа **prom7** (слева); б – бесконечный цилиндр, программы **cyma2dv** и **c2d2e** (справа).

Плазма в протуберанце изобарическая и изотермическая. Параметры модели: T – температура, P – давление, V – микротурбулентная скорость, e – толщина, h – высота над поверхностью Солнца. При решении УПИ учитывается перераспределение по частотам в так называемой стандартной формулировке [5]. Для водорода учитывается 20 уровней и континуум, для кальция – один уровень Ca I, 5 уровней Ca II, один уровень Ca III. Метод решения – Фотриэ с переменными эддингтоновскими множителями [3]. Программа дает на выходе интегральные интенсивности в первых лаймановских и бальмеровских линиях, линиях Ca II, а также постскриптовский файл профилей избранных линий. Пример расчета с помощью данной программы приведен в работах [2, 6]. Программа работает очень надежно - в диапазоне давлений от 0.001 до 1 дин/см² и температур от 4 до 20 тыс. К сошлись все модели.

cyma2dv. Протуберанец моделируется бесконечным цилиндром, ось которого наклонена под углом α к нормали к поверхности Солнца (рис. 1б). Для изобарической-изотермической модели входные параметры те же, что и для **prom7** с добавлением угла наклона α (вместо толщины используется диаметр D). Возможно введение переходного слоя от изотермического цилиндра радиусом R_0 и температурой T_0 до внешнего радиуса R_1 с температурой T_1 . Внутри цилиндра возможно ввести поле скоростей - вдоль цилиндра, а также расширение и вращение. К сожалению, на данный момент параметры поля скоростей защиты в код программы, и для их ис-

пользования необходимо текст программы редактировать. Модель атома водорода ограничена 5 уровнями и континуумом. Есть программа **visu** визуализации результатов с достаточно ограниченными возможностями (eps файл некоторых профилей линий в разных сечениях цилиндра и т.п.). Метод расчета: ускоренные Λ -итерации [3]. Пример использования программы см. в [7].

c2d2e. Геометрия, параметры модели и способ решения те же, что и для **сума2dv**. Нет поля скоростей, но расчет ведется для атома водорода и для атома гелия с учетом взаимного поглощения в линиях и континууме. Для атома водорода учтено 5 уровней и континуум, для атома гелия: 29 уровней He I, 4 уровня He II и 1 уровень He III (континуум). Особый интерес представляет возможность расчета линии 30.4 нм He II. На момент написания данной статьи текст программы на сайте отсутствует и дан e-mail, по которому интересующимся можно обратиться при желании использовать программу. Автор имеет вариант, ранее выложенный на сайте за март 2016 г. Опыт работы с программой показал, что к ней необходим дополнительный пакет анализа результатов, т.к. в случае малых плотностей программа **visu** не срабатывает. Пример работы программы приведен в [8]. На рис. 2а приведена зависимость от давления и температуры отношения интенсивности в водородной линии $H\alpha$ к интенсивности в линии He II 30.4 нм, рассчитанных по программе **c2d2e** для верхней части петельного протуберанца – суммарные по вертикальному сечению параллельного поверхности Солнца цилиндра значения.

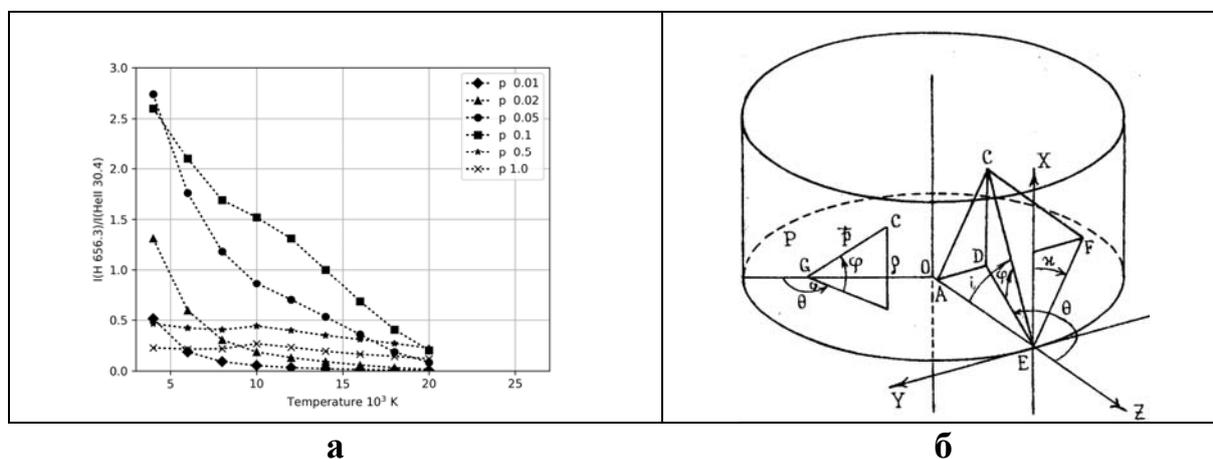


Рис. 2. а – график зависимости отношения интенсивности в водородной линии $H\alpha$ к интенсивности в линии He II 30.4 нм (слева).

б – геометрия метода Монте-Карло. Вектор GC характеризует направление полета модельного фотона, рожденного внутри цилиндра, а вектор EC направление модельного фотона, пришедшего от Солнца (справа).

Метод Монте-Карло. Метод является адаптацией программы Vernes [9] к цилиндрической геометрии. Основы методики описаны в [10], а способ ускорения сходимости в [11]. Поле радиации в среде представляется с

помощью модельных фотонов (М-фотонов), излучаемых атомами среды (диффузная составляющая) или поступающих снаружи (прямое излучение Солнца) – см. рис. 2б. Предполагается полное перераспределение по углам и частотам в элементарном акте рассеяния. Среда считается цилиндрической, все ее параметры зависят только от расстояния до оси цилиндра (радиуса). Цилиндр делится на оболочки. Направление полета М-фотонов определяется распределением интенсивности излучения по углам, а количество – интенсивностью на данной частоте. Каждому М-фотону приписывается также начальный вес W_0 в зависимости от общей интенсивности поля излучения в данном переходе (спектральной линии или континууме). Программа **МК** позволяет рассчитывать профили бальмеровских линий атома водорода для бесконечного цилиндра, перпендикулярного поверхности Солнца с произвольным полем скоростей в теле протуберанца. В настоящее время проводится модификация программы с целью возможности учета наклона цилиндра к поверхности Солнца (2D геометрия) с произвольным полем скоростей внутри, а также учета поля излучения водорода (берется из программы *сума2dv*) и его влияния на континуумы ионизованного кальция, что должно позволить корректно рассчитать спектр кальция в активном петельном протуберанце.

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.* Calcium to hydrogen line ratios in solar prominences // *Astron. Astrophys.*, 2002, V. 385, pp. 273-280.
3. *Hubeny I., Mihalas D.* Theory of stellar atmospheres – 2015, Princeton Univ. Press, 923 p.
4. [https://idoc.ias.u-psud.fr/MEDOC/Radiative transfer codes](https://idoc.ias.u-psud.fr/MEDOC/Radiative%20transfer%20codes).
5. *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.
6. *Калинин А.А.* Нейтральный и ионизованный кальций в солнечных протуберанцах / Солнечная и солнечно-земная физика 2017, СПб, Пулковско, 9–13 октября, с. 165-168.
7. *Gouttebroze P.* Radiative transfer in cylindrical threads with incident radiation. V. 2D transfer with 3D velocity fields // *Astron. Astrophys.*, 2008, v. 487, pp. 805-813.
8. *Gouttebroze P., Labrosse N.* Radiative transfer in cylindrical threads with incident radiation. VI. A hydrogen plus helium system // *Astron. Astrophys.*, 2009, v. 503, pp. 663-671.
9. *Bernes C.* A Monte Carlo approach to non-LTE radiative transfer problems // *Astron. Astrophys.*, 1979, v. 73, pp. 67-73.
10. *Калинин А.А., Соболев А.М.* Метод Монте-Карло для многоуровневых задач переноса излучения в случае бесконечного вращающегося цилиндра // *Астрономическо-геодезические исследования: Динамические и физические характеристики небесных тел*, 1988, Свердловск: УрГУ, с. 56-63.
11. *Калинин А.А.* Влияние вращения и расширения на профили водородных линий в цилиндрических протуберанцах: расчет методом Монте-Карло с улучшенной сходимостью / *Труды конференций “Структура и динамика солнечной короны”*, Троицк, 4–8 октября 1999 г., с. 259-264.

К РАСЧЕТУ СПЕКТРА СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

TOWARD THE SUNSPOT SPECTRUM CALCULATION

Kalinin A.A., Kalinina N.D.

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

In July 2017, a large sunspot with a magnetic field strength at a maximum of 3,900 Gs (July 12) passed across the solar disk. We obtained the spectra of this spot in the region of the H δ line of hydrogen and the H and K lines of ionized calcium (λ 410.1, 396.9, 393.4 nm, respectively). The observations were carried out on July 13 by three sets from 12–30 to 19 h on the ACU-5 solar telescope and the ASP-20 spectrograph of the AO UrFU CCD camera Starlight SXV-H9 in the first grid order (dispersion 0.238 nm / mm, or 0.0307 nm / pixel with binning). At the beginning of the observations, the magnetic field strength at the center of the spot was 3,600 Gs, and at the end of 3,200 Gs. We discuss the reliability of determining such large magnetic field values. The initial stage of work on the theoretical interpretation of the spectra obtained is described — the construction of a model spectrum of a spot. The main assumptions allowed in simulating such spectra and some software packages that are applicable for modeling are discussed. For the spectrum calculation we used the COSSAM program (version dated January 18, 2017). The possibility of building a model of the atmosphere of the spot consistent with the shallow magnetohydrostatic waist constricted model is considered.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-199-202

В июле 2017 г. по диску Солнца проходило большое солнечное пятно с напряженностью магнитного поля (МП) в максимуме 3900 Гс (12 июля) по данным Службы Солнца АО УрФУ. Физические параметры такого пятна представляют несомненный интерес, поэтому одним из авторов были получены спектры этого пятна в области линии H δ водорода и линий H и K ионизованного кальция (λ 410.1, 396.9, 393.4 нм соответственно). Наблюдения были проведены 13 июля тремя сетями с 12 ч 30 м до 19 ч на солнечном телескопе АЦУ-5 и спектрографе АСП-20 АО УрФУ с ПЗС-камерой Starlight SXV-H9. В начале наблюдений напряженность МП в центре пятна составляла 3600 Гс, а в конце 3200 Гс. Каждый сет состоял из последовательных наблюдений темновых кадров, края Солнца (для определения рассеянного света щель располагалась перпендикулярно верхнему краю), центра диска (для определения плоского поля) и сечения пятна по центру, для линий K, H Ca II и H δ . В каждом положении Солнца и дифракционной решетки регистрировалось 10 кадров для последующего усреднения. На рис. 1 приведен пример спектра в линии H Ca II и сводка службы магнитных полей пятен с положением щели спектрографа.

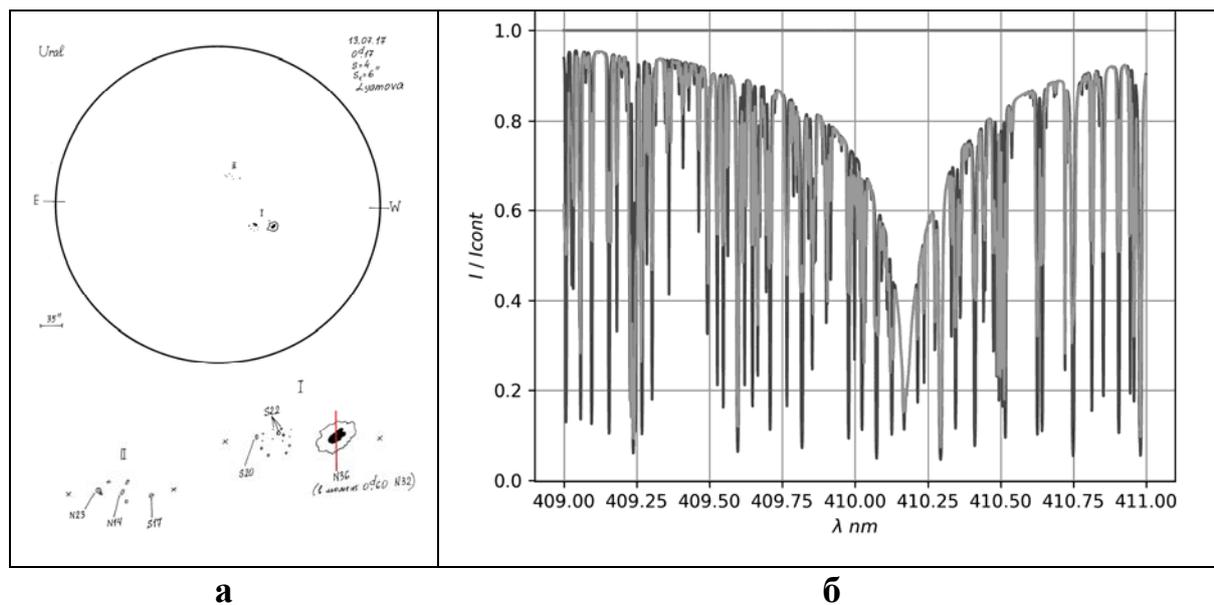


Рис. 1. **а** – сводка наблюдений МП солнечных пятен. Обозначено положение щели спектрографа; **б** – синтезированный по изложенной в статье методике спектр пятна в области линии H δ , модель большого пятна согласно [10]. Черное – без МП, серое с МП 3600 Гс. Линии с МП шире и менее глубоки.

В дальнейшем выяснилось, что измерения обсерваторий КраО, Маунт Вилсон и HMI SDO дают меньшие значения МП для наблюдавшегося пятна. Тем не менее, мы считаем, что вопрос о величине поля нельзя считать окончательно решенным по следующим причинам. Наблюдения полей пятен на АО УрФУ ведутся с 1965 г., наблюдатель Г.В. Лямова является старейшим и опытным в нашей Службе Солнца. Не так давно проводилось сравнение измерений четырех обсерваторий (Киев, КраО, АО УрФУ, Маунт Вилсон) и первые три в среднем показали хорошее соответствие, а пониженными относительно среднего значения были измерения Маунт Вилсон [1] (см. также работу Цап Ю.Т. с соавторами на настоящей конференции [2]). Известны проблемы измерения сильных МП и МП вообще на аппарате HMI SDO, вызванные насыщением сигнала поляриметра, а также доплеровскими сдвигами сигнала вследствие собственных движений спутника на орбите, что вынуждает прибегать к сложным редукам наблюдаемого сигнала (см., например, [3]). В связи с вышеизложенным кажется интересным построить эмпирическую модель атмосферы пятна и найти возможные указания на наличие сильного МП. Далее изложен возможный подход к решению этой задачи.

Для определения параметров в атмосфере Солнца, звезд и пятен в настоящее время чаще всего применяется метод решения обратной задачи путем построения модели атмосферы с последующим синтезом спектра и сравнения его с наблюдениями. Имеющийся наблюдательный материал позволяет провести:

- моделирование спектра для фотосферы в условиях, близких к ЛТР, в области линии H δ ;

- то же для крыльев линий H и K Ca II (см., например [4]);

- определение параметров хромосферы над пятном по ядрам линий H и K Ca II; возможна упрощенная диагностика [5], и решение обратной задачи [6, 7]. Для ядер линий H и K необходимо учитывать отклонения от ЛТР.

В public domain существуют несколько программ синтеза спектра в присутствии МП. Мы выбрали из трех программ.

- SME [8]: код высочайшего уровня для моделирования спектров звезд. Не учитывает МП, но мог бы служить для оценок параметров в немагнитной окрестности пятна. К сожалению, написан на проприетарном языке IDL и требует лицензированной версии (в коде вшита проверка лицензии).

- NICOLE [6]: решает обратную задачу как в ЛТР, так НЕЛТР. Требует больших вычислительных ресурсов (кластер, протокол MPI).

- COSSAM [9]: программа ЛТР синтеза четырех параметров Стокса по заданной модели атмосферы. Требует задания магнитного поля, список линий и их параметры могут быть заданы, а можно использовать готовый. Возможно использование упрощенной модели атмосферы с заданием параметров: T_{eff} – эффективная температура, $\log(g)$ – логарифм ускорения силы тяжести, He – содержание гелия (по числу атомов), ρ_{h_x} – масса столбца на глубине x , τ – оптическая толщина на глубине x и длине волны 500 нм, θ – обратная температура $5040/T$, \log_{pe} – логарифм электронного давления, \log_{pg} – логарифм полного давления, \log_{k} – коэффициент непрерывного поглощения на длине волны 500 нм. Эта программа использована для расчета спектра.

Для построения модели атмосферы пятна мы выбрали методику построения простой магнитогадростатической модели пятна согласно работе [10]. Основные свойства данной модели: выполняется принцип подобия Шлютера-Темешвари; пятно ниже уровня вильсоновской депрессии экранировано от окружающей среды защитным слоем, а выше – нет; конфигурация магнитного поля определяется функцией $\omega(z)$, имеющей смысл площади поперечного сечения силовой трубки, заключающей в себе единицу магнитного потока поля напряженности B ; экранированная и неэкранированная части пятна сшиваются на уровне $Z = 0$ при условии $\left[\omega'' - \frac{3}{2} \frac{(\omega')^2}{\omega} \right]_{\parallel_0} = 0$, или $P(\infty, z) = P(0, z) + B^2(0)/8\pi$. Это место в пятне можно назвать перетяжкой – здесь выполняется простой баланс давлений, как для вертикального магнитного цилиндра. Баланс давлений в пятне и вне пятна определяется уравнением $P(\infty, z) - P(r, z) = B^2(r, z)/8\pi$. Параметры, характеризующие модель пятна (подробности в [10]) следующие: ϵ – малый параметр, определяющий отклонение МП от потенциального; λ – высота пере-

хода к потенциальному полю; n – коэффициент пропорциональности между глубиной залегания эффективного монополя и λ ; β – определяет поведение ω ниже перетяжки; B_0 – магнитное поле на уровне перетяжки; Z_w – вильсоновская депрессия. Задав параметры модели, по уравнению для давления можно дифференцированием по Z найти $\rho(z)$ на оси симметрии. Затем задав значение молекулярного веса μ найти $T(z)$, и итерациями уточнить решение. Для реализации алгоритма была составлена программа SUNSPOT. Термодинамическая часть содержит программы TERPAR и TEMUPE для определения μ , электронного давления p и коэффициента непрерывного поглощения, с точностью лучше 1% воспроизводящая термодинамику модели атмосферы HSRA и модели конвективной зоны Spruit, которые и задавали внешние условия при решении МГС. В целом при задании указанных параметров модели получается модель атмосферы пятна, достаточная для программы расчета спектра COSSAM. Пример синтеза спектра для модели большого пятна согласно [10] приведен на рис. 1б.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ (базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7).

Литература

1. Лозицкая Н.И., Г.В. Лямова, В.М. Малащук. Сравнение результатов визуальных измерений магнитных полей крупных солнечных пятен, выполненных в разных обсерваториях в 23 цикле солнечной активности // Известия КрАО, 2006, т. 103, ч. 2, с. 60-67.
2. Цан Ю.Т., Лозицкая Н.И., Перебейнос В.А. и др. Сравнение визуальных измерений магнитных полей пятен в Крыму и на Маунт-Вилсон // Солнечная и солнечно-земная физика – 2018, Тезисы докладов, СПб, Пулково, 8–12 октября, с. 107.
3. Schuck P.W., Antiochos S.K., Leka K.D. et al. Achieving Consistent Doppler Measurements from SDO/HMI Vector Field Inversions // Astrophys. Journal, 2016, V. 823, pp. 101-122.
4. Sheminova V.A., Rutten R.J., Rouppe van der Voort L.H.M. The wings of Ca II H and K as solar fluxtube diagnostics // Astron. Astrophys., 2005, v. 437, pp. 1069-1080.
5. Ding M.D., Fang C. A semi-empirical model of sunspot penumbra // Astron. Astrophys., 1989, v. 225, pp. 204-212.
6. Socas-Navarro H., de la Cruz Rodriguez J., Asensio Ramos A. et al. An open-source, massively parallel code for non-LTE synthesis and inversion of spectral lines and Zeeman-induced Stokes profiles // Astron. Astrophys., 2015, v. 577, A7, pp. 1-10.
7. Teplitskaya R.B., Grigoryeva S.A., Skochilov V.G. Determination of the relative populations from strong Fraunhofer line profiles by solving an inverse problem // Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 1996, v. 115, pp. 209-217.
8. Piskunov N., Valenti J.A. Spectroscopy Made Easy: Evolution // Astron. Astrophys., 2017, v. 597, A16, pp. 1-10.
9. Wade G.A., Bagnulo S., Kochukhov O. et al. LTE spectrum synthesis in magnetic stellar atmospheres. The intergreement of three independent polarised radiative transfer codes // Astron. Astrophys., 2001, v. 374, pp. 265-279.
10. Соловьев А.А. Моделирование магнитной структуры солнечных пятен // Астрон. журн., т. 74, с. 131-138.

РЕЗОНАНСЫ В СФЕРИЧЕСКИХ ДИНАМО И СУПЕРВСПЫШКИ

Калинин А.О.¹, Соколов Д.Д.^{1,2}

¹*Физический факультет МГУ, Москва, Россия*

²*ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия*

RESONANCES IN SPHERICAL DYNAMOS AND SUPERFLARES

Kalinin A.O.¹, Sokoloff D.D.^{1,2}

¹*Department of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

²*IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia*

We discuss problem of resonances in spherical dynamos in context of superflares which occurs at solar like stars. Superflares was identified in the Kepler mission observations. Energy of superflares looks sufficient to be dangerous for contemporary electronic devices provided would occur at the Sun. According to contemporary knowledge superflares never happened at the Sun in times accessible for available tracers of flares. A natural idea is to believe that dynamos responsible for magnetic activity in superflaring stars are somehow different from the solar one. Here we consider as a possible dynamo mechanism for superflaring stars a resonance excitation which occurs due to interaction between activity waves in two dynamo active shells in a superflaring star or due to a parametric excitation due to an influence of a satellite on a dynamo active shell. We investigate the problem using a simplest approach to a spherical dynamo which represents magnetic field by Fourier coefficients of few first modes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-203-206

Анализ наблюдений звездной активности миссией Кеплер привел к выводу о том, что на звездах, подобных Солнцу время от времени случаются супервспышки, т.е. события, подобные вспышкам на Солнце, но превосходящие их на несколько порядков по энергетике. Возникновение таких супервспышек на Солнце было бы опасно, например, для современной электронной техники. С другой стороны, специалисты не находят следов таких супервспышек при анализе известных трассеров вспышек в историческом прошлом. Возникает естественная гипотеза о том, что механизм динамо, поддерживающий магнитную активность звезд с супервспышками, чем-то отличается от механизма солнечного динамо. Одним из таких отличий могло бы быть резонансное взаимодействие между двумя сферическими оболочками, в которых действуют относительно независимые механизмы динамо, либо параметрическое резонансное воздействие спутника на динамо основной звезды.

Поскольку о гидродинамике и динамо в звездах с супервспышками известно очень мало, то естественно рассмотреть задачу в самом грубом приближении. В докладе задача о резонансе в контексте вопроса о супервспышках рассматривается в рамках простой модели динамо в сферическом слое. В этой модели магнитное поле описывается с помощью динамиче-

ской системы. Переменные, входящие в эту систему, представляют амплитуды двух первых мод Фурье соответственно полоидального (a_1 и a_2) и тороидального (b_1 и b_2) магнитного поля

$$\begin{aligned} \dot{a}_1 &= \frac{1}{2}b_1 - a_1 - \frac{3}{8}b_1(b_1^2 - 2b_2^2), \\ \dot{a}_2 &= \frac{1}{2}(b_1 + b_2) - 9a_2 - \frac{3}{8}(b_1 + b_2)(b_1^2 + b_2^2 + b_1b_2), \\ \dot{b}_1 &= \frac{1}{2}D(a_1 - 3a_2) - 4b_1, \\ \dot{b}_2 &= \frac{1}{2}Da_2 - 16b_2. \end{aligned} \tag{1}$$

Параметр D (т.н. динамо-число) характеризует интенсивность работы динамо в оболочке.

Имеющийся опыт использования этой простой модели показывает, что она воспроизводит основные черты солнечного динамо, в силу своей простоты позволяет достаточно просто рассматривать всевозможные модификации этого механизма.

Формулировка понятия резонанса для задачи динамо осложняется тем, что обычно под резонансом понимают усиление амплитуды колебаний некоторой физической системы в результате влияния внешнего поля, наложенного на поле, возбуждаемое самой системой. По смыслу задачи динамо в ней такое внешнее магнитное поле отсутствует. Однако, сохраняя постановку задачи динамо, это магнитное поле можно заменить магнитным полем второй оболочки, которое проникает в первую. Магнитное поле второй оболочки мы тоже описываем с помощью динамической системы, включающей коэффициенты двух первых мод Фурье полоидального (A_1 и A_2) и тороидального (B_1 и B_2) магнитных полей:

$$\begin{aligned} \dot{A}_1 &= \frac{1}{2}B_1 - A_1 - \frac{3}{8}B_1(B_1^2 - 2B_2^2), \\ \dot{A}_2 &= \frac{1}{2}(B_1 + B_2) - 9A_2 - \frac{3}{8}(B_1 + B_2)(B_1^2 + B_2^2 + B_1B_2), \\ \dot{B}_1 &= \frac{1}{2}D_2(A_1 - 3A_2) - 4B_1, \\ \dot{B}_2 &= \frac{1}{2}D_2A_2 - 16B_2. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь D_2 – динамо-число во второй оболочке.

Для того чтобы поддерживать частоту колебаний, возникающих во второй оболочке, постоянной, мы пренебрегаем проникновением магнитного поля из первой оболочки во вторую. Поскольку тороидальное магнитное поле плохо проникает в проводящую среду, а полоидальное маг-

нитное поле проникает хорошо, мы учитываем только проникновение полоидального магнитного поля, что дает

$$\begin{aligned}\dot{a}_1 &= \frac{1}{2}b_1 - a_1 - \frac{3}{8}b_1(b_1^2 - 2b_2^2) + \varepsilon A_1, \\ \dot{a}_2 &= \frac{1}{2}(b_1 + b_2) - 9a_2 - \frac{3}{8}(b_1 + b_2)(b_1^2 + b_2^2 + b_1b_2) + \varepsilon A_2, \\ \dot{b}_1 &= \frac{1}{2}D_1(a_1 - 3a_2) - 4b_1, \\ \dot{b}_2 &= \frac{1}{2}D_1a_2 - 16b_2.\end{aligned}\tag{3}$$

D_1 теперь – динамо-число в первой оболочке, которое, конечно, не обязательно совпадает с D_2 , а ε – параметр, характеризующий степень проникновения магнитного поля из одной оболочки в другую.

Полученная динамическая система для первой оболочки имеет вид тех систем, для которых обычно формулируется задача о резонансе. В самом деле, решение системы (2) в определенном интервале динамо-чисел имеет вид почти гармонических колебаний, частота которых определяется динамо-числом. В заметном диапазоне динамо-чисел это колебательное решение быстро устанавливается из любого малого начального условия. Поэтому динамическая система (3) содержит осциллирующие функции $A_1(t)$ $A_2(t)$, которые можно рассматривать как вынуждающую силу, действующую на динамическую систему.

Конечно, динамическую систему (1) можно использовать и для моделирования параметрического возбуждения динамо в одной оболочке внешней механической силой. Для этого нужно предположить, что динамо-число модулировано гармонической функцией, описывающей это внешнее механическое воздействие на систему.

Пожалуй, наиболее неожиданный результат нашего моделирования состоит в том, что зависимость коэффициента усиления от динамо-числа действительно обнаруживает локализованные пики. Их можно интерпретировать как резонансы, однако эти пики возникают не при совпадении частот колебаний в двух оболочках (для задачи о вынужденных колебаниях), либо при отличии их вдвое (для задачи параметрическом возбуждении), а при более сложных соотношениях между частотами. В силу необычности этих соотношений выяснение их физического смысла явно выходит за рамки данной работы.

Проведенное нами моделирование [1] подтверждает, что резонансные эффекты могут приводить к усилению энергии магнитного поля на 1–2 порядка при условии, что амплитуда модуляции внешней силы в системе (3) или динамо-числа в системе (1) достаточно велика. По смыслу задачи о внешнем воздействии на динамо эта модуляция не может превосходить единицу. Отмеченное заметное усиление генерируемой магнитной энергии

достигается при примерно модуляции амплитудой около 10 процентов. Если амплитуда модуляции понижается на порядок, то усиление становится незначительным и неинтересным. В силу того, что наша модель является, конечно, очень грубой и не передает многих деталей динамо, более точная квантификация явления резонанса с ее помощью не представляется полезной.

Обсудим теперь, насколько перспективными выглядят исследования явлений резонанса в сферических динамо.

Во-первых, представляется, что полученные результаты поддерживают представление о том, что природа цикла магнитной активности Солнца не может быть связана с резонансным влиянием Юпитера, несмотря на то, что период обращения Юпитера близок к длительности солнечного цикла. Кроме обычных аргументов о малости воздействия Юпитера на Солнце оказывается, что и само совпадение периодов обращения и цикла не является убедительным.

Во-вторых, звездные системы достаточно разнообразны для того, чтобы можно было ожидать в некоторых из них возникновения резонанса между двумя оболочками, либо параметрического резонанса.

Наконец, представляется, что сама задача о резонансном взаимодействии двух систем с самовозбуждением и его нелинейной стабилизацией имеет общефизический смысл и заслуживает исследования независимо от того, насколько важной оказывается она в исходной задаче динамо.

Работа поддержана проектами РФФИ 18-02-00085 и 17-02-00300 и проектом 18-1-1-77-1 фонда поддержки теоретической и математической физики БАЗИС.

Литература

1. Калинин А.О., Д.Д. Соколов. Резонансы в сферических динамо и супервспышки // Астрон. ж., 2018, т. 95, с. 10.

ТЕПЛОВОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЛОКАЛЬНЫХ ИСТОЧНИКОВ НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ ПО МИКРОВОЛНОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ

Кальтман Т.И.

СПб ф САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

THERMAL FREE-FREE EMISSION OF LOCAL SOURCES ABOVE SUNSPOTS WITH THE MICROWAVE OBSERVATIONS

Kaltman T.I.

SPb branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia

The results of the study of microwave thermal bremsstrahlung of local sources over sunspots are presented. Special attention is paid to the transition from thermal bremsstrahlung to the dominant gyroresonance in the short-wave part of the spectrum 1.5–2.5 cm. On decimeter waves the relative contribution of the bremsstrahlung increases again with an increase of its optical thickness in the coronal layers.

On short waves, where the magnitude of the magnetic field is not enough to generate gyroresonance radiation, the main emission is bremsstrahlung. In the magnetic field of spots it is polarized, and the radiation of the ordinary mode comes from the lower and colder layers of the transition zone. Calculated spectra and sizes of modeled source are presented together with scans showing the increase in brightness in the unusual mode and its decrease in the ordinary mode. Based on the calculated scans convoluted with the antenna pattern of RATAN-600, it is shown that the sensitivity and resolution of the instrument are sufficient to detect these effects. Examples of observations are given.

The studied spectral-polarization features allow to interpret the results of observations more accurately and to improve the accuracy of magnetic field measurements and diagnostics of the transition zone.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-207-210

В работе представлены результаты исследования микроволнового теплового тормозного излучения локальных источников над солнечными пятнами. Особенное внимание уделено переходу от теплового тормозного излучения к доминирующему гирорезонансному в коротковолновой части спектра 1.5–2.5 см. Рассчитанные наблюдательные параметры теплового тормозного излучения надпятенных источников сравниваются с их наблюдаемыми на РАТАН-600 особенностями. На дециметровых волнах с ростом оптической толщины тормозного излучения в корональных слоях его относительный вклад снова увеличивается.

Тепловое тормозное излучение надпятенных источников генерируется наряду с более сильным циклотронным излучением. Циклотронное излучение считается основным из-за его значительного превышения по интенсивности. Однако на коротких волнах, где магнитного поля недостаточно для генерации циклотронного излучения, основным является тепловое

тормозное излучение. При интерпретации наблюдений важно различать эти механизмы генерации, так как от этого зависит правильная диагностика плазмы (в частности, измерение магнитного поля).

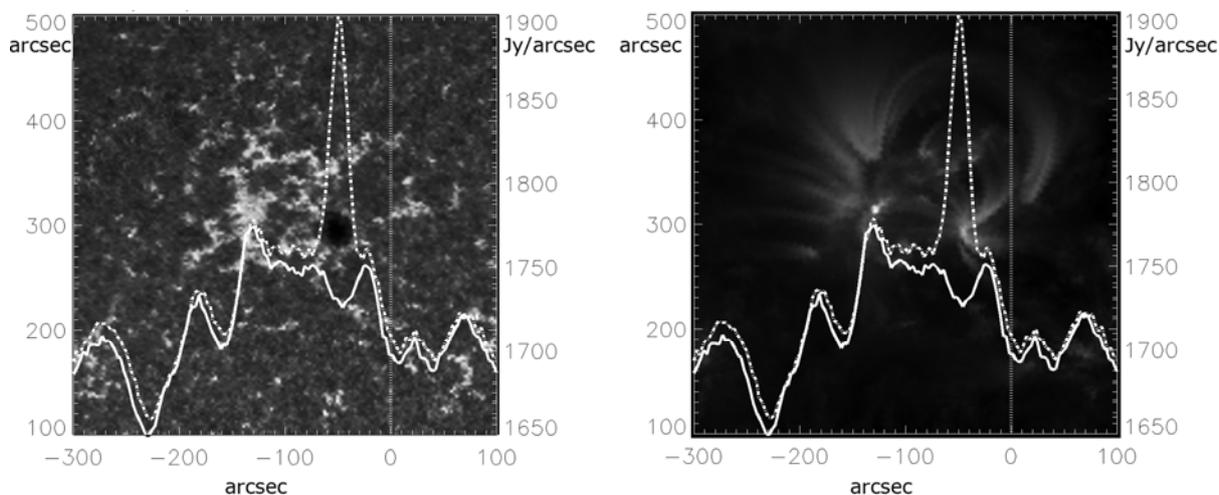


Рис. 1. Скан обыкновенного (сплошная линия) и необыкновенного (пунктир) излучения AO11486 на волне 2.0 см (РАТАН-600), наложенный на двумерное изображение SDO/AIA в линиях 1700 Å (слева) и 171 Å (справа).

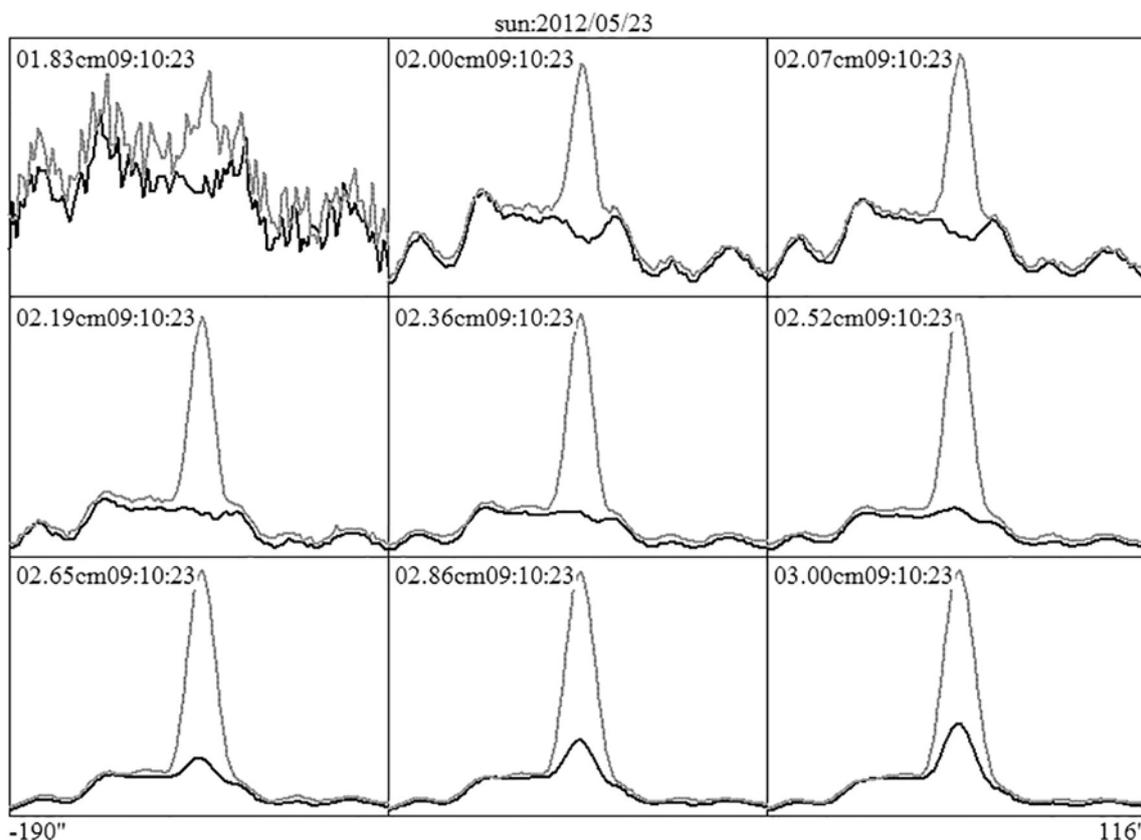


Рис. 2. Сканы обыкновенного (черная линия) и необыкновенного (серая линия) излучения AO11486 на волнах 1.83–3 см (РАТАН-600).

Коэффициент поглощения обыкновенной моды в присутствии магнитного поля уменьшается (а необыкновенной моды – увеличивается) по

сравнению с его значением в отсутствие магнитного поля [1]. В результате интенсивность радиоизлучения над пятном уменьшается в обыкновенной моде и увеличивается в необыкновенной [2]. Таким образом, в магнитном поле тепловое тормозное излучение оказывается поляризовано, что было учтено в соответствующем методе измерения продольной компоненты магнитного поля для флоккулов [3].

Расчеты этого эффекта для надпятенных источников показывают, что эти небольшие по величине изменения яркости (понижение и повышение относительно окружающего фона) могут быть зарегистрированы при наблюдении на РАТАН-600 с одномерной диаграммой направленности. Примеры таких наблюдений показаны на рис. 1–2, также см. [4–6]. Тем более, этот эффект должен быть заметен на двумерных радиоизображениях (например, Нобеяма). Для регистрации эффекта необходима достаточная чувствительность инструмента.

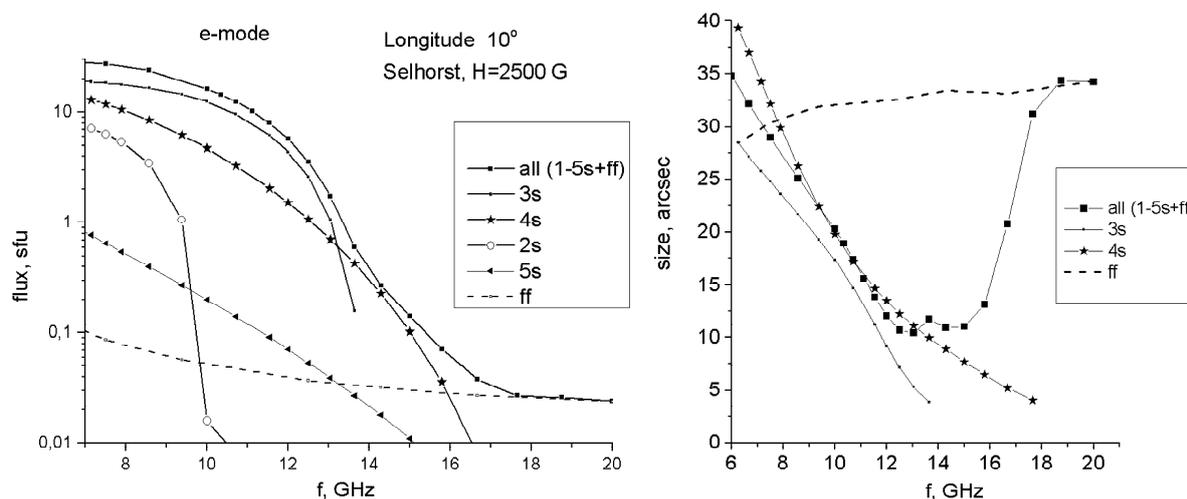


Рис. 3. Слева – расчетный спектр излучения в необыкновенной моде. Показаны вклады гармоник 2–5 гирорезонансного излучения и вклад тормозного излучения. Справа – расчетные размеры источника в необыкновенной моде (показаны вклады 3 и 4 гармоник гирорезонансного излучения и тормозного излучения).

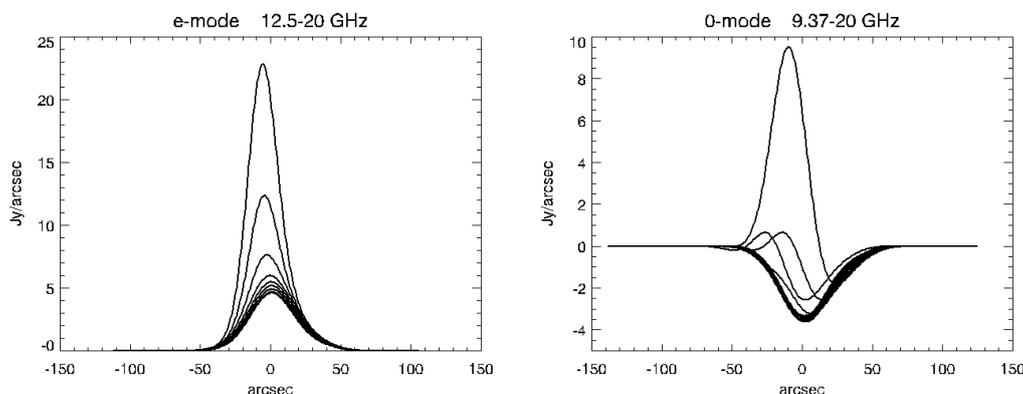


Рис. 4. Расчетные сканы излучения надпятенного источника (сглаженные с диаграммой РАТАН-600): слева в необыкновенной моде, справа в обыкновенной моде.

Ранее для интерпретации депрессии излучения в обыкновенной моде [4–6] привлекались дополнительные условия, такие как понижение плотности в источнике. Настоящие расчеты показывают, что это не является обязательным условием и объяснить эффект пониженной яркости можно только наличием достаточного магнитного поля.

На рис. 3–4 приведены расчетные характеристики излучения напряженных источников: спектры и размеры, а также расчетные сканы, показывающие повышение яркости в необыкновенной моде и понижение ее в обыкновенной моде. Излучение обыкновенной моды идет из более низких и холодных слоев переходной зоны. Для расчета излучения использована дипольная модель магнитного поля (величина на фотосфере 2500 Гс) и распределение Сельхорста [7] для плотности и температуры в активной области, формулы для расчета интенсивности взяты из [1].

В коротковолновом диапазоне важно учесть совместное действие двух механизмов излучения, что и было сделано в представленных расчетах: с увеличением длины волны к тормозному излучению добавляется вклад циклотронного излучения на 1–4 гармониках. Правильное определение магнитного поля зависит от корректного различия этих вкладов, так как его расчет по тормозному излучению и по различным гармоникам циклотронного излучения дает разные значения.

Изученные спектрально-поляризационные особенности позволят более точно интерпретировать результаты наблюдений и улучшить точность измерения магнитного поля и диагностики температуры переходной зоны.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00045.

Литература

1. Железняков В.В. Излучение в астрофизической плазме – М.: «Янус-К», 1997.
2. Zlotnik, E.Ya. Theory of the Slowly Changing Component of Solar Radio Emission. I. // Soviet Astronomy, 1968, Vol. 12, p. 245.
3. Bogod, V.M.; Gelfreikh, G.B. Measurements of the magnetic field and the gradient of temperature in the solar atmosphere above a flocculus using radio observations // Sol. Phys., 1980, Vol. 67, p. 29-46.
4. Topchilo, N.A.; Peterova, N.G.; Borisevich, T.P. The microwave radiation of the corona above a large single sunspot in right- and left-circular polarization // Astronomy Reports, 2010, Vol. 54, Issue 1, pp.69-85.
5. Ryabov, B.I., Gary, D.E., Peterova, N.G., et al. Reduced Coronal Emission Above Large Isolated Sunspots // Sol. Phys., 2015, Vol. 290, Issue 1, pp.21-35.
6. Bogod, V.M., Peterova, N.G., Ryabov, B.I., Topchilo, N.A. On the recording of an emission with a reduced brightness in the region of a strong sunspot magnetic field // Cosmic Research, 2015, Vol. 53, Issue 1, pp.10-20.
7. Selhorst, C.L., Silva-Válio, A., Costa, J.E.R. Solar atmospheric model over a highly polarized 17 GHz active region // A&A, 2008, V. 488, I.3, pp. 1079-1084.

ЦВЕТ КОНТИНУУМА КАК ИНДИКАТОР РАСШИРЕНИЯ КОРОНЫ

Ким И.С., Крусанова Н.Л., Попов В.В.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

e-mail: iraida.kim@gmail.com

CONTINUUM COLOR AS AN INDICATOR OF CORONA EXPANDING

Kim I.S., Krusanova N.L., Popov V.V.

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

The 2D distribution of the relative color index for the corona of July 11, 1991 reveal the reddening effect for the whole corona. This is interpreted as the shift of the corona continuum to the red as compared with the photosphere spectrum and is explained by the outward bulk flow speed of the coronal electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-211-214

1. Введение

Кратко напомним терминологию, используемую ниже. Состав коронального вещества: электроны, ионы, нейтралы. Речь будет идти об электронной составляющей, так называемой К-короне (далее – короне), излучающей в видимом континууме, свечение которой обусловлено томсоновским рассеянием. Классическое томсоновское рассеяние подразумевает рассеяние низкочастотных квантов излучения фотосферы на свободных покоящихся электронах, не зависит от длины волны. В последнюю декаду термин томсоновское рассеяние часто применяют при описании рассеяния на нерелятивистских электронах короны. Определение “цвета” (далее без кавычек) континуума короны основано на сравнительном анализе распределений энергии континуумов короны и фотосферы спектральными или фильтровыми методами. При идентичности распределений принято говорить о белом цвете (белой короне), при смещении в синюю область спектра – о “посинении”, в красную – о “покраснении” (далее – без кавычек). Обзоры по определению цвета континуума представлены Шкловским [1953], Никольским и др. [1983], а также в серии статей чешских и словацких астрономов. Сообщалось о посинении, покраснении в определенных областях, тождественности спектров. При этом покраснение интерпретировалось вкладом пылевой составляющей (пылевых колец).

Возрождение интереса к сравнению континуумов короны и фотосферы обусловлено появлением работы Stam [1976], который теоретически показал возможность получения информации о скорости электронов (V_e) и электронной температуре (T_e) из таких измерений. Через 20 лет Ichimoto et al. [1976] экспериментально подтвердили такую возможность, определив

T_e и V_e электронов по результатам наблюдений полного солнечного затмения (ПСЗ) 1994 г. Reginald and Davila [2000] модифицировали подход. Недостатки спектральных методов: получение информации только вдоль направления щели; возможное искажение результатов сравнения непрерывных спектров фотосферы и короны вследствие инструментальной поляризации спектрографа [Липский 1958]. Последний фактор никем не учитывается. И, наконец, эпохальная, на наш взгляд, работа Reginald, Cyr, Davila et al. [2009], в которой теоретически показано, что при наличии потоков электронов, распространяющихся от Солнца, для наблюдателя на Земле должно регистрироваться смещение континуума короны в красную сторону **по всей короне**. В нашей работе мы обсуждаем только тепловые электроны. Возможность диагностики нетепловых электронов из сравнительного анализа континуумов короны и фотосферы показана Koutchmy and Nikoghossian [2002].

2. Относительный показатель цвета континуума для короны 1991 г.

В реальной короне рассеивают движущиеся потоки электронов. Для нерелятивистских электронов можно ожидать смещение рассеянного спектра, обусловленное эффектом Доплера. Спектры в области 300–1000 нм, аппроксимированные функцией Планка ($T = 5800$ К) для фотосферы, для электрона, движущегося со скоростью 10000 км/с от Солнца и к Солнцу, рассчитанные нами, представлены в [Kim et al., 2017].

До настоящего времени определение цвета континуума короны возможно только по материалам, полученным во время полных солнечных затмений (ПСЗ). Корона регистрируется во время полной фазы, фотосфера – во время частных фаз. Промежуток времени составляет 30–60 минут. Для получения наблюдательных подтверждений теории Reginald et al. [2009] по всей короне мы отказались от традиционных методов, основанных на калибровках во время частных фаз, использовании радиальных фильтров и разрезов и т.д. Обосновали использование фильтрового метода (одновременное фотографирование короны в красной и синей областях спектра) для получения 2D распределений для всей короны. Применение цветных пленок или цветных ПЗС приемников обеспечивает регистрацию на один кадр изображений короны в красной, зеленой и синей областях спектра с шириной “фильтров” (FWHM – полная ширина на половинном пропускании) ≤ 100 нм. В качестве репера используем область, для которой радиальная скорость электронов, по нашему мнению, минимальна. Это слабая составляющая нашего подхода, которая, тем не менее, значительно “сильнее” калибровки по фотосфере. Ввели показатель цвета C , определяемый отношением интенсивности в красной области к синей. Ожидаемое значение $C = 1.10$ (0.93) для электрона, движущегося со скоростью $V_e = 100000$ км/с от Солнца или к Солнцу соответственно. Ввели относительный пока-

затель цвета RCI , определяемый выражением $RCI = \frac{C^{cor}}{C^{ref}} = \frac{I_{red}^{cor} / I_{blue}^{cor}}{I_{red}^{ref} / I_{blue}^{ref}}$, где C^{ref}

– показатель цвета для реперной области. Все величины в выражении получают одновременно на одном кадре во время полной фазы. Описание нашего подхода, оборудования, процедуры наблюдений ПСЗ, обработки данных представлены в [Kim et al., 2011].

2D распределения RCI для короны 29.03.2006 г. выявили наличие диффузной и структурной составляющих и покраснение с расстоянием по всей короне [Kim et al., 2017]. Область размером $[37.5'' \times 37.5'']$, локализованная между плюмами с координатами $P = 1^\circ$, $R = 1.13 R_\odot$, была выбрана в качестве репера. Это первое наблюдательное подтверждение теории Reginald et al. [2009]. В диапазоне расстояний $< 1.2 - 1.3 R_\odot$ наблюдается посинение, интерпретация которого будет рассмотрена в отдельной статье.

На рисунке 1 (слева) представлено 2D распределение RCI для короны 11.07.1991 г. Показаны направления N и E, центр диска Солнца (крестик), шкалы RCI (на диске Луны, темные тона соответствуют посинению, светлые – покраснению), лимбы Солнца (пунктир) и Луны (сплошная линия), проекции эклиптики (белая прямая линия) и гелиосферного токового слоя (черная прямая линия). В правом верхнем углу в увеличенном масштабе показан фрагмент области короны над северным полюсом с указанием реперной области (черный квадратик). Справа – представлена структура короны. В правом верхнем углу в увеличенном масштабе показан фрагмент

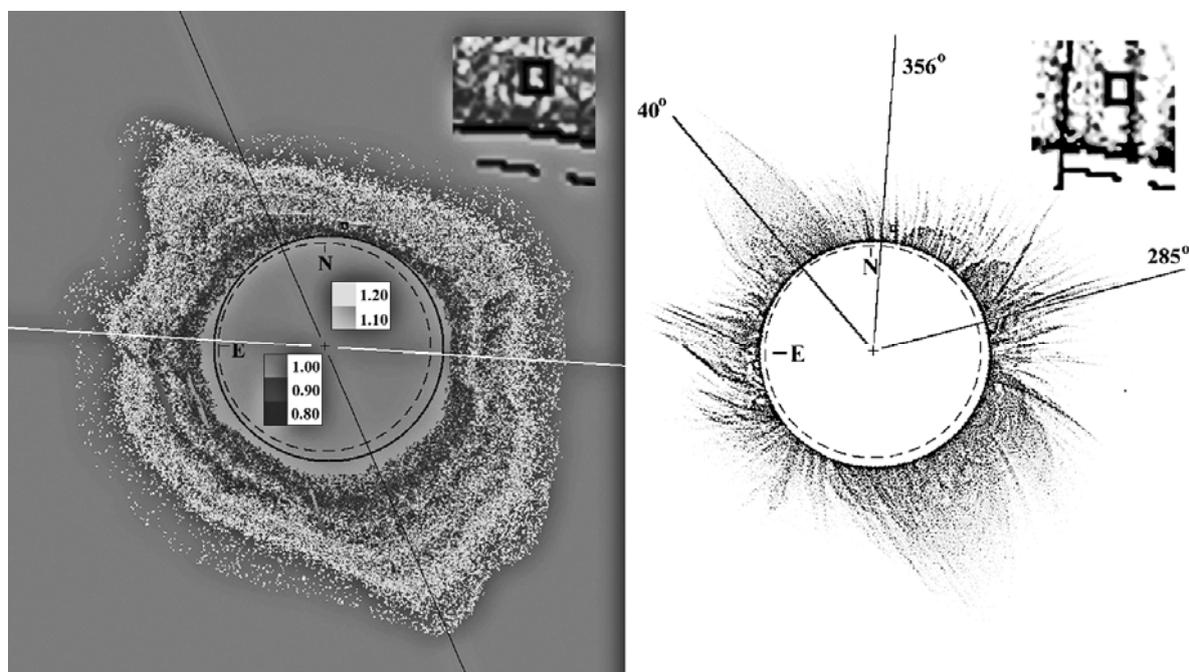


Рис. 1.

короны, содержащий реперную область (квадратик), локализованную между плюмами. Полученное распределение выявляет покраснение с рас-

стоянием по всей короне на всех позиционных углах. В диапазоне $<1.2-1.3 R_{\odot}$ наблюдается посинение.

3. Заключение

Нет тождественности в распределениях энергии в континуумах короны и фотосферы. 2D распределения относительного показателя цвета континуума короны для короны 11.07.1991 г. и 29.03.2006 г. выявляют покраснение с расстоянием по всей короне на всех позиционных углах и являются первыми наблюдательными подтверждениями теоретических расчетов Reginald et al. [2009] о смещении спектра континуума в красную сторону вследствие потоков электронов, распространяющихся от Солнца.

Поэтому цвет континуума можно рассматривать как индикатор расширения короны.

2D распределения относительного показателя цвета выявляют наличие диффузной и структурной составляющих. Различные корональные структуры характеризуются различными значениями RCI.

Напомним, что до настоящего времени исследования цвета коронального континуума возможны только во время ПСЗ или из космоса.

Литература

- Липский Ю.Н. 1958. АЖ, 35, 662.
- Никольский Г.М., Кучми С., Несмянович И.А. 1983, Солнечные данные, № 4, 67.
- Шкловский И.С. 1962, Физика солнечной короны – Государственное издательство физ.-мат. литература, Москва.
- Cram, L.E. 1976, Solar Phys., **48**, 3–19, doi: 10.1007/BF00153327.
- Ichimoto, K., K. Kumagai, I. Sano, T. Kobiki, T. Sakurai, A. Munoz. 1996, Publ. Astron. Soc. Japan, **48**, 545–554.
- Kim I.S., I.V. Alexeeva, O.I. Bugaenko, V.V. Popov, and E.Z. Suyunova. 2013a, Solar Phys., **288**, 651, doi: 10.1007/s11207-013-0419-0.
- Kim I.S., N.L. Kroussanova, M.V. Pavlov, V.V. Popov, and M.I. Divlekeev. 2011, ASP CS, **437**, 211.
- Kim I.S., Nasonova L.P., D.V. Lisin, V.V. Popov, N.L. Krusanova. 2017, Journal of Geophysical Research: Space Physics., **122**, # 2, 77, doi: 10.1002/2016JA022623.
- Koutchmy, S., and A.G. Nikoghossian. 2002, Astron. Astrophys., **395**, 983, doi: 10.1051/0004-6361:20021269.
- Reginald, N.L., and J.M. Davila. 2000, Solar Phys., **195**, 111.
- Reginald, N.L., O.C. St. Cyr, J.M. Davila, D.M. Rabin, M. Guhathakurta, and D.M. Hassler. 2009, Solar Phys., **260**, 347, doi: 10.1007/s11207-009-9457-z.

RELATION BETWEEN SOLAR ACTIVITY PARAMETERS AND EL NIÑO

Kirov B., Georgieva K.

Space Research and Technologies Institute – BAS, Sofia, Bulgaria

СВЯЗЬ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ЭЛЬ НИНЬО

Киров Б., Георгиева К.

Институт космических исследований и технологий – БАН, София, Болгария

Долгопериодические флуктуации климата часто связаны с крупномасштабными изменениями в атмосферной циркуляции, влияющими на разные и видимо несвязанные части Земли. Пример такого явления – Эль Ниньо/Южная осцилляция (El Niño/Southern Oscillation – ENSO). Эль Ниньо/Южная осцилляция является возмущением океанско-атмосферной системы в тропическом Тихом океане с важными последствиями для погоды и климата во всем мире. Во время событий Эль Ниньо (положительная фаза ENSO) температура морской воды в экваториальном Тихом океане становится еще выше, пассаты в центральной и западной части Тихого океана ослаблены, интенсивные осадки передвигаются к востоку, приводя к затоплениям в Перу и к засухам в Индонезии и Австралии. Передвижение к востоку атмосферного источника тепла над самой теплой водой приводит к большим изменениям в глобальной атмосферной циркуляции, что в свою очередь вызывает изменения погоды в регионах, весьма удаленных от тропического Тихого океана.

В настоящей работе мы сравниваем вековые вариации ENSO с вековыми вариациями солнечной активности и находим тесную связь между ними. Мы предполагаем, что влияние солнечной активности на это крупномасштабное явление обусловлено атмосферными центрами действия, которые подвержены изменениям интенсивности и расположения под влиянием долгосрочных вариаций солнечной активности.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-215-218

Introduction

During normal, non El Niño conditions (Fig. 1a) the trade winds are strong, sea level at Indonesia is about half a meter higher than at Peru. The water is colder in the east and warmer in the west. The thermocline in the west is deep (150 m) and shallow (30 m) in the east. The rising air over the warm pool in the western Pacific is associated with rainfall. In the process, heat is released.

El Niño is a disruption of the ocean-atmosphere system in the Tropical Pacific having important consequences for weather and climate around the globe. During El Niño events (Fig. 1b), sea surface temperatures in the east equatorial Pacific becomes warmer and the center of the west Pacific warm pool migrates eastwards, the trade winds relax in the central and western Pacific leading to a depression of the thermocline in the eastern Pacific, and an elevation of the

thermocline in the west. Rainfall follows the warm water eastward, with associated flooding in Peru and drought in Indonesia and Australia.

The eastward displacement of the atmospheric heat source overlaying the warmest water results in large changes in the global atmospheric circulation, which in turn force changes in weather in regions far removed from the tropical Pacific [1].

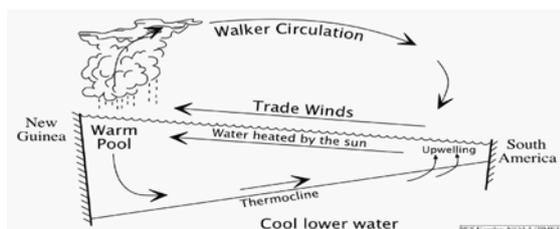


Fig. 1a.

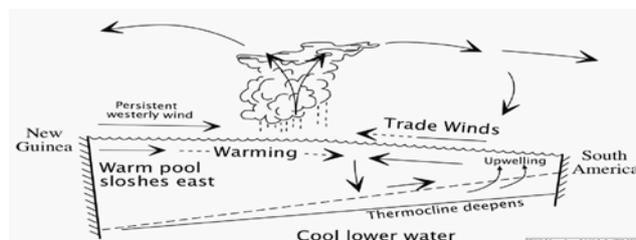


Fig. 1b.

This phenomenon influences great parts of the world and has therefore major contribution to global climate on the year-to-year time-scales. However, the fundamental mechanisms behind the variability of El Niño, especially on decadal and longer time-scales, are still unclear.

Data

To study the long-term trends of El Niño, we use the reconstruction of Quinn et al. [2] and the update of Ortlieb [3]. They based their identification upon a literature search for the occurrence over the north Peruvian coastal region and its adjacent waters of significant variations of travel times between ports along the coast of Peru, data from ship logs noting unusual sea and weather conditions, sensing unusual sea and air temperatures, etc. Quinn et al. ranged their index in six categories: from 0 – neutral or cold (La Niña) to 6 – very strong. For more recent times, we use the Cold Tongue Index (CTI) – the average SST anomalies over 6N-6S, 180-90W [4].

The index of Quinn et al. spans back to 1525. For this early time we have no sunspot data, so for the evaluation of solar activity we use the group sunspot data of Hoyt and Schatten beginning in 1610 [5]. For comparison of solar activity with CTI we use mean annual international sunspot numbers provided through ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS.

El Niño and solar activity

The comparison between Quinn's El Niño index and the group sunspot numbers is presented in Fig. 2. The dependence of El Niño on solar activity is with a correlation coefficient of -75.8 with $p = 0.000001$. For verification, in Fig.3 CTI and international sunspot numbers are presented for the period 1871–

1998. The correlation between their 30-year climatic normals is -67.3 with $p = 0.02$.

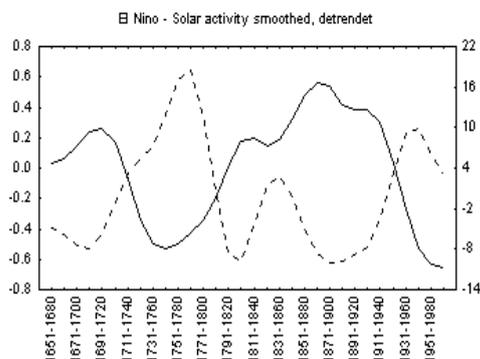


Fig. 2.

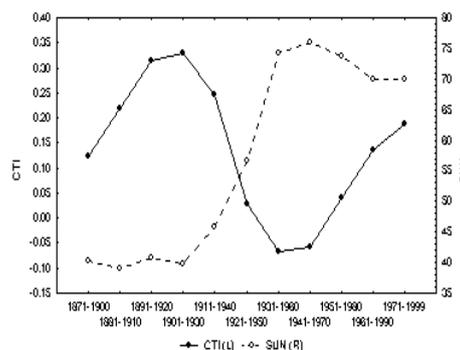


Fig. 3.

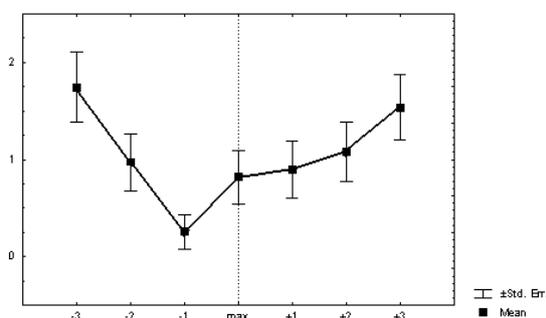


Fig. 4.

The relation between El Niño and solar activity is further demonstrated by the superposed epoch method. In this method, the average value of Quinn’s index (the intensity of El Niño) is calculated in the years of solar maximum, one year before and after the maximum, two years before and after the maximum, etc. (Fig. 4).

A clearly expressed minimum is observed one year before solar maximum. The statistical significance is evaluated with Student’s t-criterion, and it better than 99% with $t = 3.62$ for 74 degrees of freedom.

El Niño and the southern hemisphere centers of action

For the Southern Hemisphere centers of action, the data set begins in 1958, so their 30-year averages cannot be directly compared to solar activity. Therefore, to study their behavior in the secular solar cycle, we have compared the values of the pressure anomalies relative to the overall mean in 8 consecutive solar activity maxima: 1958, 1968, 1979 and 1989. The pressure in the Indian Ocean High (west of the Dateline, 77.5°E , 31.2°S) is inversely related to solar activity, with $r = -0.80$ for the “winter” months (December to January) – Fig. 5, top panel. To the east of the Dateline, in the Southern Pacific High – 117°W , 31.4°S (Fig. 5, bottom panel), the pressure is in phase with solar activity, the highest correlation being for “autumn” (September to November): $r = 0.80$. (El Niño phenomena begin in the end of the year). For this small number of data points, it is difficult to evaluate the statistical significance, however the pressure differences in both centers of action are more than twice the standard deviations ($DP = 0.81$ mb with $r = 0.37$ mb for the Southern Pacific High, and $DP = 0.65$ mb with $r = 0.31$ mb for the Indian Ocean High).

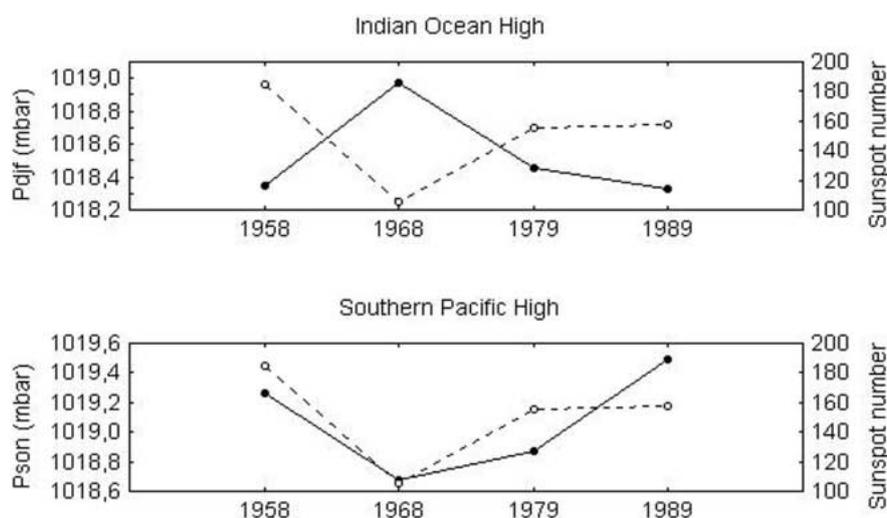


Fig. 5. Solar activity in four consecutive 11-year cycles maxima (broken line) and average pressure anomalies (solid line) from December to February – Pdjf – in the Indian Ocean High, top panel, and from September to November – Pson – in the Southern Pacific High, bottom panel.

Summary

The large-scale phenomenon orchestrating global climate, El Niño, undergoes long-term variations closely related to the secular solar activity variations. Both the intensity and occurrence frequency of El Niño are low at secular solar maximum and high at secular solar minimum. In the 11-year solar cycle, El Niño has a statistically significant minimum one year before solar activity maximum.

The influence of solar activity on El Niño is mediated by the atmospheric centers of action, which change their strength and position in response to long-term changes of solar activity. In the Northern Pacific Ocean, the pressure in both the Hawaiian High and the Aleutian Low drops, they move to higher latitudes, the Hawaiian High is displaced to the east, and the Aleutian Low to the west with increasing solar activity. In the Southern hemisphere, the pressure in the Indian Ocean High decreases, and in the Southern Pacific High increases with increasing solar activity. Conditions in secular solar maximum are more unfavorable for initiating El Niño. The mechanisms through which solar activity affects atmospheric circulation and baric systems are still a matter of controversy.

References

1. Rasmusson, E.M., et al. // Science, 1983, 222, 1195-1202.
2. Quinn, W.H., et al. // J. Geophys. Res., 1987, 92, 14449-14461.
3. Ortlieb, L. / Cambridge Univ. Press, 2000, 207-295.
4. Deser, C., et al. // J. Geophys. Res., 1987, 92, 14189-14196.
5. Hoyt, D. Vat., et al. // Solar Phys., 1998, 179, 189-219.

СОЛНЕЧНАЯ ЦИКЛИЧНОСТЬ В КЛИМАТИЧЕСКИХ ИНДЕКСАХ

Киселев Б.В.

Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

SOLAR CYCLING IN CLIMATIC INDICES

Kiselev B.V.

SPbF IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

Solar activity spectrum and climatic indexes spectrums were compared. Spectrums of global indexes of Earth surface temperature and local indexes of pressure, precipitations, temperature were calculated using method of maximal entropy. Totally 22 climatic indexes were studied. Climatic indices show sustainable harmonics at periods of 5–7, 8–9, 12–15.5 years. Exact match between solar data and climatic data at harmonic 10.5 year was found only in two cases. Climatic indexes could be considered as fractal Brownian motion with Hurst exponent in range 0.7–0.97.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-219-222

Исследование цикличности солнечной активности и ее влияния на динамику погоды и климата — неувядаемая проблема, к которой постоянно обращаются исследователи. Обзор работ, посвященных как собственно солнечной цикличности, так и цикличности климата позволяет составить плотную линейку выделенных периодов от 1 года до 100–300 лет [1–3]. Выделенные периоды могут отличаться на 1–2 года и менее. Это позволяет легко выделить совпадающие периоды в рядах, описывающих солнечную активность и различных метеорологических и климатических индексах.

В данной работе сравниваются спектры различных климатических рядов между собой и со спектром ряда числа солнечных пятен. Методом максимальной энтропии обрабатывались месячные данные. Также сравнивается фрактальность анализируемых рядов с помощью показателя Харста (H) [4]. Результаты расчетов представлены в таблице. Примеры спектров в логарифмических координатах показаны на рис. 1–3.

Первая строка в таблице — выделенные периоды для числа солнечных пятен. Зачислимыми периодами в спектре можно считать гармоники 63 и 128 месяцев (5 и 10.5 лет). Строки с 2 по 12 относятся к глобальным рядам аномалии приземной температуры (L — поверхность Земли, O — поверхность океана, N — северное полушарие, S — южное полушарие). Строки с 13 по 22 это локальные индексы. Строки с 23 по 26 суррогатные данные (обобщенное броуновское движение, рис. 4). Как видно из таблицы, в диапазоне периодов 18–47 месяцев (1.5 года — 4 года) выделенные периоды присутствуют во всех рассматриваемых рядах. Расхождения наблюдаются в диапазоне более 50 месяцев (4 года), гармоники на периодах 4,5–5 лет в

некоторых климатических рядах не проявляются, но проявляется гармоника на периодах 5,5–7 лет, 8–9 лет, 14–15,5 лет. Совпадение на гармонике 128 месяцев (10,5 лет), которая в спектре солнечного ряда на 2–3 порядка интенсивнее остальных гармоник, наблюдается для двух климатических рядов: температура в Гренландии и индекс PDO. Интенсивность всех выделенных гармоник в спектрах климатических рядов лежит в пределах одного порядка.

Таблица.

	индекс	период, месяцы										Н									
		18	23	26	29	34	42	43	58	63	76		83	84	85	100	107	111	128	170	186
1	sun	18	23	26	29		42	63		128											0.89
2	glob	18	21	24	28	34	43	58		100											0.94
3	glob_L	18	21	24	29	34	44	58		107											0.84
4	glob_O	18	20	24	28	34	44	58		102											0.97
5	N_LO	18	21	24	28	35	44	59		107											0.89
6	N_L	18	21	24	28	34	43	58		102											0.82
7	N_O	18	21	24	28	35	44	60		111											0.96
8	S_LO	17	20	24	27	32	43	51	83												0.94
9	S_L	18		23		30	43		84		186										0.83
10	S_O	17	20	24	26	32	43	51	85												0.95
11	S LO 0-30	18		23	28	34	43	58	77		170										0.83
12	S LO 30-60	18	20	23		32	38	51	73												0.81
13	Darvin, давление	18	21	25	29	34	44		68	147											0.50
14	Darvin, аномалия дав.	18				34				146											0.71
15	Taiti, давление	18				34				136											0.60
16	Taiti, аномалия дав	19				35				135											0.70
17	SOI signal				28	34	43	57	76	133											0.70
18	SOI noise	18		26			45		76	157											0.71
19	Гренландия (iluissat) температура	18	21	24		33	47		67	128											0.60
20	Ирландия осадки (hannon)	18	20	25	27		43		86	154											0.60
21	PDO latest		22		26	30	38		68	128											0.85
22	Nino3 long, аномалия	18		25	28	35	43		66	155											0.71
23	Brownian motion	18		23	29	35	47		68	147											0.75
24	Brownian noise	18		23	25	33	38	54	71	146											0.90
25	Brownian motion, in cr.	19		25	28	34	43	56	79	135											0.90
26	Brownian motion, in cr.	18		23	29	35	48		66	128											0.71

Для большинства исследованных рядов показатель Н значительно превышает 0,5. Это означает, что в зависимости от вида функции распределения величин ряда можно говорить о фрактальном броуновском движении (распределение близко к нормальному, но величины зависимы) или значения временного ряда являются независимыми устойчивыми случайными величинами со степенной зависимостью. Эта проблема требует отдельного обсуждения. Предварительные результаты показывают, что исследованные ряды, скорее всего, обладают распределением, близким к нормальному. Проведено сравнение спектров искусственно сгенерирован-

ных последовательностей (строки 23–26 таблицы) со спектрами реальных данных. Как можно видеть из таблицы и вида спектра, приведенного на рис. 4, климатические индексы можно моделировать фрактальным броуновским движением. Длина ряда суррогатных данных составляла 1600 отсчетов, что в среднем соответствует длине климатических индексов.

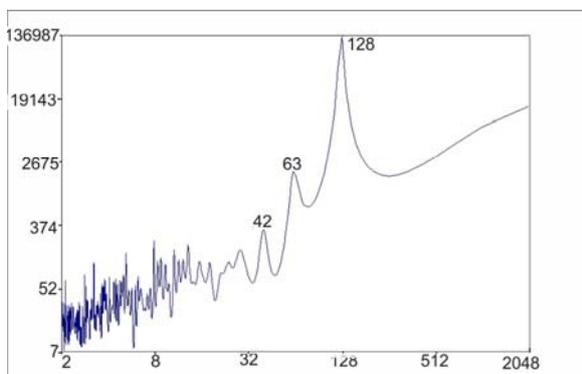


Рис. 1. Спектр мощности ряда числа солнечных пятен.

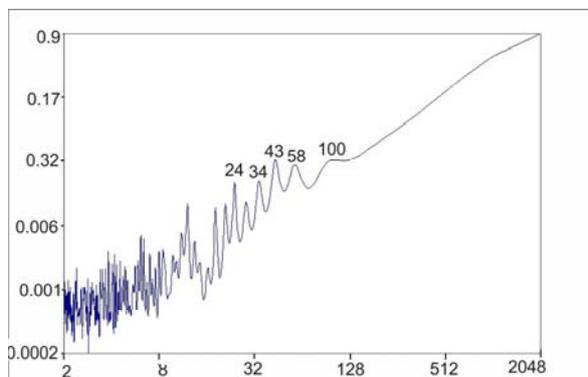


Рис. 2. Спектр мощности глобального индекса аномалии приземной температуры.

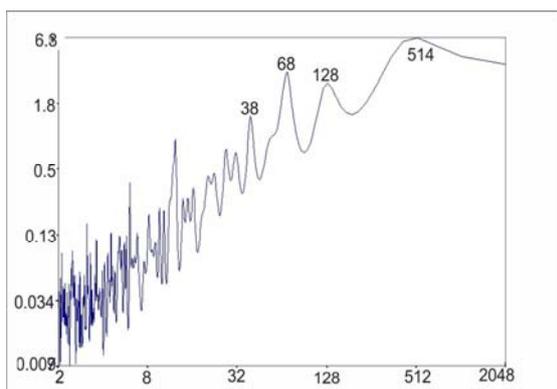


Рис. 3. Спектр мощности индекса PDO.

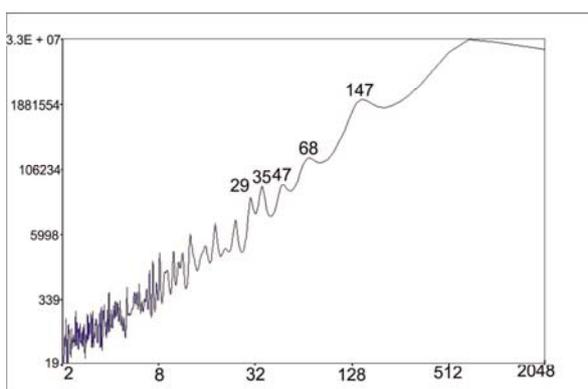


Рис. 4. Спектр мощности броуновского движения с $H = 0.75$.

1. Из 20 обработанных климатических индексов, только в двух случаях удалось выявить гармонику 10,5 лет (128 месяцев) точно соответствующую спектру ряда числа солнечных пятен. В других случаях значимые гармоники или меньше 8–9 лет (100–105 месяцев), или больше 11–13 лет (135–154 месяца). Это соответствует статистике длительности 11-летнего цикла.

2. Отклонение от значения длительности солнечного цикла в 128 месяцев может быть связано как с методами компоновки глобальных индексов, так и физикой процессов взаимодействия атмосферы и поверхности Земли с агентами влияния. На рис. 5 представлены фильтрованные сигналы в диапазоне 85–186 и 120–136 месяцев для ряда числа солнечных пятен и индекса PDO. Хотя в спектре индекса PDO, который приведен на рис. 3, четко прослеживается гармоника 128 месяцев, синхронность в раз-

витии фильтрованных сигналов наблюдается только при узкополосной фильтрации, да и то со сдвигом в 20 месяцев, рис. 5б. Из этого результата следует, что в климатических индексах собственные гармоники в спектрах климатических индексов на периодах, близких к периоду солнечного цикла, могут нивелировать гармонику солнечного цикла.

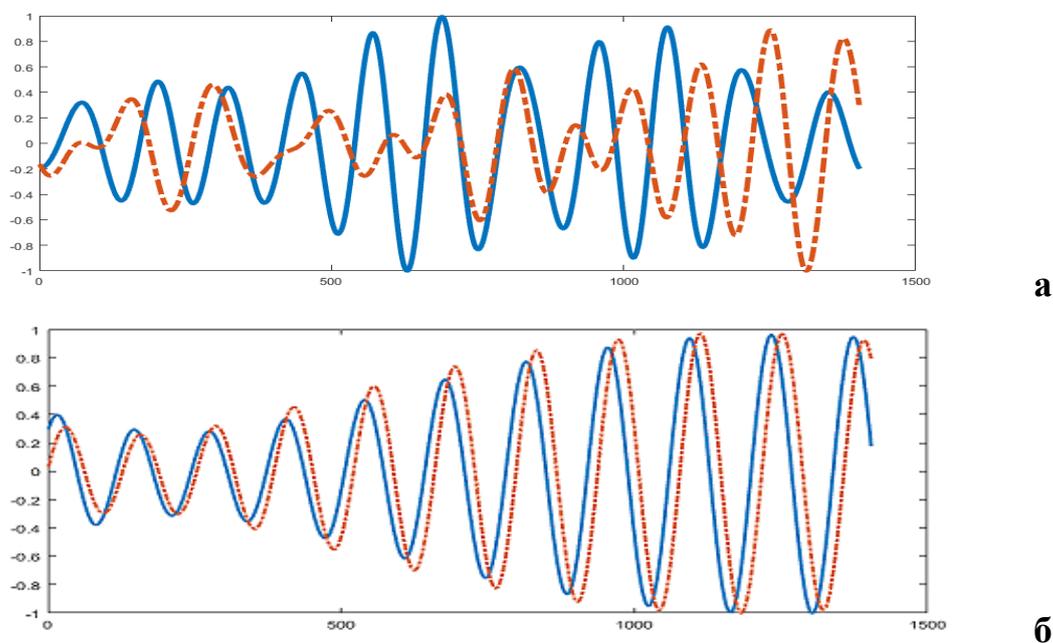


Рис. 5. Фильтрованные сигналы: а — в полосе 85–186 месяцев, б — в полосе 120–136 месяцев, сплошная линия ряд солнечных пятен, штрих-пунктир индекс PDO.

3. Климатические индексы можно рассматривать как фрактальное броуновское движение.

Литература

1. *Иванов В.В.* Периодические колебания погоды и климата // УФН, 2002, №7, 777.
2. *Гайнутдинова Р.Д., Крымская Д.Н.* // Труды Гидрометцентра России, 2017, 366, 112.
3. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности солнца – М.: Наука, 1986. 296 с.
4. *Федер Е.* Фракталы М.: Мир, 1991. 260 с.

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СПОКОЙНОГО СОЛНЦА

Ковальцов Г.А.¹, Остряков В.М.²

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

²СПбПУ Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

GAMMA EMISSION OF THE QUIESCENT SUN

Kovaltsov G.A.¹, Ostryakov V.M.²

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

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

We consider the possibility of detecting gamma-line emission from quiescent Sun. This emission can arise due to the production of long-lived radionuclides by solar flare particles in the solar atmosphere. Since such radioisotopes have life time much longer than the solar flare itself their emission can be observed during the quiescent solar periods. High energy gamma continuum has been also detected in these periods by Fermi LAT (100 MeV – 10 GeV) caused by the inverse Compton scattering of energetic Galactic electrons on the visual solar photons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-223-226

Введение

Известно, что во время солнечных вспышек генерируются вторичные частицы, которые образуются в ядерных взаимодействиях ускоренных ядер с солнечной атмосферой. Среди таких вторичных частиц присутствуют, в том числе, и радиоактивные изотопы. Короткое время их жизни позволяет наблюдать характерные линии от этих изотопов непосредственно во время вспышки или же некоторое время спустя (см. обзор в [1]). В то же время в ядерных реакциях могут образовываться изотопы, имеющие времена жизни тысячи и даже миллионы лет. Снятие возбуждений у таких изотопов может привести к регистрации характерного линейчатого излучения даже в спокойные периоды истории Солнца [2]. Заметим, что в такие периоды также возможна регистрация и непрерывного спектра благодаря обратному комптоновскому рассеянию высокоэнергичных Галактических электронов на тепловых фотонах [3].

В настоящей работе мы рассчитаем скорость образования долгоживущих изотопов в атмосфере Солнца под действием среднего потока космических лучей, падающих на солнечную поверхность. В свою очередь, это позволяет получить потоки выходящего излучения в линиях от этих изотопов и сравнить с возможностями современных детекторов гамма-излучения в диапазоне энергий от сотен кэВ до десяти МэВ.

Методика расчёта

скорости генерации радиоизотопов в солнечной атмосфере

Для расчёта образования изотопа сорта i в солнечном веществе в рамках приближения толстой мишени, Q_i (ат/см²с), воспользуемся методикой, изложенной в работе [4]:

$$Q_i = \frac{N_A}{\sum n_k A_k} \int_0^\infty \sum_k n_k \sigma_{ik}(E) I(>E) \left(\frac{dE}{dx}\right)^{-1} dE,$$

где n_k – концентрация ядер мишени с атомной массой A_k , N_A – число Авогадро, $I(>E)$ – интегральный спектр падающих на атмосферу частиц (принимался экспоненциальным по жёсткости с характеристической жёсткостью R_0), σ_{ik} – сечение взаимодействия и (dE/dx) – энергетические потери при движении в солнечном веществе. Характеристики рассматриваемых изотопов (их периоды полураспада и характерные линии) представлены в таблице 1. При этом позитрон-активные изотопы дают аннигиляционную линию 0.511 МэВ (жирное выделение в таблице), а производство радиоизотопов, не дающих при своём распаде линий, рассчитано для оценки их содержания в потоках солнечного ветра (СВ). Измерения малых компонентов СВ (каковыми они и являются) одновременно с регистрацией линий важно с точки зрения диагностики этой плазмы и моделирования процессов зарождения и образования СВ.

Таблица 1.

изотоп	$T_{1/2}$	E_γ , МэВ
³ H	12.3 лет	
⁷ Be	53.3 дня	0.477
¹⁰ Be	1.5*10 ⁶ лет	
¹⁴ C	5730 лет	
²² Na (²² Mg)	2.6 лет	0.511 1.274
²⁶ Al (²⁶ Si)	7.4*10 ⁵ лет	0.511 1.130 1.809
⁵³ Mn (⁵³ Fe)	1.9*10 ⁶ лет	
⁵⁴ Mn	312.3 дня	0.835
⁵⁶ Co (⁵⁶ Ni)	78.8 дня	0.511 ; 0.847, 1.038, 1.238, 1.36, 1.771, 2.035, 2.599, 3.254

Имея теперь скорость генерации конкретного изотопа, можно подсчитать и интенсивность выходящего из Солнца излучения для конкретной

линии. Это было сделано в некотором приближении с учётом поглощения гамма-квантов при прохождении ими солнечного вещества [4].

Результаты и обсуждение

Результаты расчётов скорости генерации для ^3H , ^7Be , ^{10}Be , ^{14}C , ^{22}Na , ^{26}Al , ^{53}Mn , ^{54}Mn и ^{56}Co при нормировке на один падающий протон с энергией >30 МэВ представлены на рисунках 1 и 2 в зависимости от формы спектра частиц, задаваемого параметром R_0 . Эти величины представляют собой интегральное производство соответствующих изотопов в толще солнечного вещества, x ($\text{г}/\text{см}^2$). Их дальнейший выход в межпланетное пространство с потоками СВ рассчитывался, исходя из простых соображений

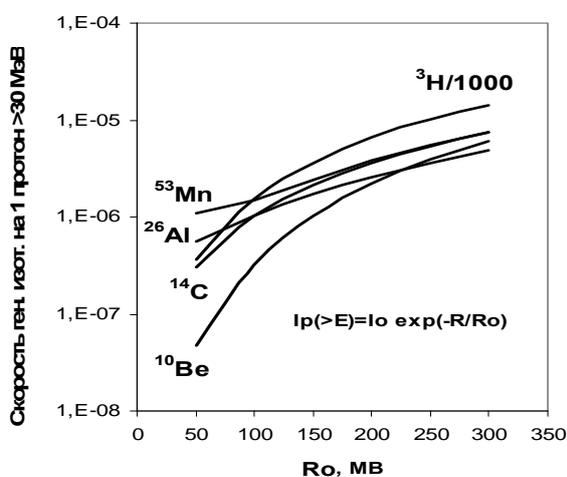


Рис. 1.

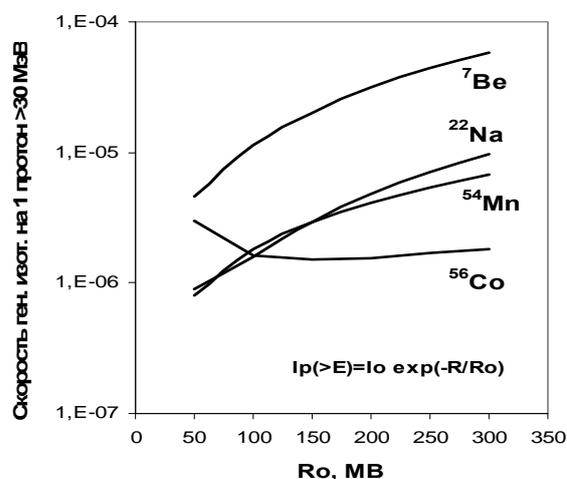


Рис. 2.

баланса образования и потерь частиц (см., например, [5]). В нашем случае такой баланс сводится к следующему уравнению:

$$Q_i = \lambda_i \int_0^{\infty} n_i(x) dx + j n_i(0),$$

где λ_i – постоянная радиоактивного распада, $n_i(x)$ – содержание изотопа на 1 г вещества на глубине x и j – средний поток СВ, оцениваемый величиной $2.3 \cdot 10^{-11}$ $\text{г}/\text{см}^2\text{с}$ и подхватывающий соответствующий изотоп с уровня $x = 0$. Процесс перемешивания поверхностных слоёв Солнца не до конца ясен, т.к. не сводится к простой диффузии, поэтому мы предположим, что пространственное распределение частиц подчиняется экспоненциальному закону с характерным масштабом d , $n_i(x) = n_i(0) \exp(-x/d)$, ось x направлена вглубь Солнца. В этих предположениях можно рассчитать содержание рассматриваемых изотопов в СВ относительно водорода. Графики приведены на рисунке 3.

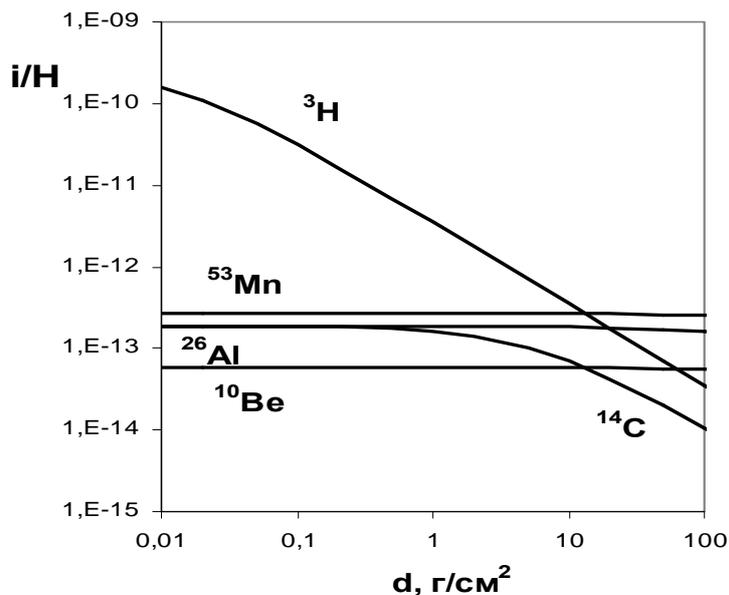


Рис. 3.

Выводы

1. Рассчитаны интенсивности гамма-линий от долгоживущих радиоактивных изотопов, генерируемых в солнечных вспышках, а также выход образованных изотопов в межпланетное пространство вместе с потоками солнечного ветра.

2. Наибольшую интенсивность имеют аннигиляционная линия 0.511 МэВ (вместе с линией 0.447 МэВ от ${}^7\text{Be}$), а также линии в области энергий 0.835 и 0.847 МэВ от изотопов ${}^{54}\text{Mn}$ и ${}^{56}\text{Co}$, соответственно.

3. Все расчёты проведены в предположении, что средний поток и спектр падающих на атмосферу Солнца частиц (главным образом, протонов) совпадает с параметрами частиц, выходящих в межпланетное пространство. Свойства же последних определяются в экспериментах по лунным и марсианским грунтам.

Литература

1. *Vilmer N. et al.* // Space Sci. Rev. 2011. V. 159. P. 167.
2. *Кужевский Б.М.* // Письма в Астрон. Журнал. 1977. Т. 3. С. 26.
3. *Raino S. et al.* // EPJ Web of Conference. 2017. V. 136. 03007.
DOI: 10.1051/epjconf/201713603007
4. *Ковальцов Г.А.* // Известия АН СССР. Сер. физическая. 1981. V. 45. № 7. P. 1155.
5. *Kotov Yu.D. et al.* // Astrophys. J. 1996. V. 473. P. 514.

АНАЛИЗ ЦИКЛИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ СОДЕРЖАНИЯ ИЗОТОПА ^{14}C В ГОДОВЫХ КОЛЬЦАХ ДЕРЕВЬЕВ В СВЯЗИ С ПРОБЛЕМОЙ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И СУЩЕСТВОВАНИЯ МАССИВНЫХ ТРАНСНЕПТУНОВЫХ ОБЪЕКТОВ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

Комитов Б.¹, Кафтан В.^{2,3}

¹*Институт астрономии с НАО, БАН, София, Болгария*

²*Геофизический центр РАН, Москва, Россия*

³*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*

AN ANALYSIS OF THE ANNUAL TREE RINGS ISOTOPE ^{14}C CYCLIC OSCILLATIONS IN RELATION TO SOLAR- TERRESTRIAL RELATIONSHIPS PROBLEM AND THE EXISTENCE OF MASSIVE TRANS-NEPTUNAN OBJECTS IN SOLAR SYSTEM

Komitov B.¹, Kaftan V.^{2,3}

¹*Institute of Astronomy and NAO, BAS, Sofia, Bulgaria*

²*Geophysical Center of RAS, Moscow, Russia*

³*Peoples Friendship University of Russia, Moscow, Russia*

The results from time series analysis of tree rings $\Delta^{14}\text{C}$ contents variations, based on INTCAL14 data are presented in this study. The time series contains 2781 terms, with time step of 5 years or totally 13900 calendar years before 1950 AD.

A linear general trend has been removed from the initial series. After that the residual time series has been studied for existence of statistically significant cycles by using of the T-R periodogram algorithm. A quasi-periodical “trend – hypercycle” by duration of ~13500 years as well as ~6400, 4100, 3100, 2400, 1700, 1000–1100, 800, 510, 360, 200–220 and 145yr cycles has been detected. The strongest by them there are these by lengths of 6400 and 2400 years (Hallstadtzeit). The amplitude modulation of 200–220 yr is also shown.

Based on the hypothesis for resonance - tidal origin of solar cycles a possible explanation about the strong quasi – 13500 yr “hypercycle” as well as for the 6400 yr cycle is bring forth. They could be caused by existence of massive bodies as type of giant planets in the far outer parts of Solar System.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-227-230

Введение

Целью настоящей работы является детальное исследование спектра колебаний части международного радиоуглеродного ряда INTCAL13 [1], охватывающей последние ~ 13900 лет. Она получена на основе измерения вариации содержания ^{14}C в материале древесных годовых колец за указанный временной интервал, где «нулевой год» – 1950 г. В это исследование включены: 1) Выявление статистически достоверных циклов в радиоуглеродных вариациях $\Delta^{14}\text{C}$; 2) Амплитудные модуляции относительно коротких циклов продолжительностью < 500 лет по отношению к более длин-

ным (сверхтысячелетним) циклам; 3) Связь вариации содержания ^{14}C (параметр $\Delta^{14}\text{C}$) в материале древесных годовых колец с поведением солнечной, геомагнитной и авроральной активности, а также с климатом; 4) Обсуждение гипотезы о возможном происхождении самых длинных циклов (период $T > 3000$ лет) в радиоуглеродном ряде.

Данные и методы

Радиоуглеродный ряд годовых колец деревьев (версия INTCAL13) содержит 2781 членов с регулярным временным шагом $\Delta t = 5$ лет. Последний календарный год в этом ряде – 1950 г. н.э. Для выявления статистически достоверных циклов использован T-R периодограммный алгоритм, который описан в ряде наших прежних работ (например, [2]). Исследуемые T-R коррелограммы содержат по 400 точек в интервале периодов $10 \leq T \leq 27540$ лет. В рамках разработанного программного пакета для T-R периодограммного алгоритма создана процедура для работы с временными рядами с неравномерным шагом Δt .

Результаты и выводы

В поведении параметра $\Delta^{14}\text{C}$ в материале годовых колец деревьев, данные о котором в INTCAL13 охватывают последние 13900 лет, доминирует квазилинейный нисходящий тренд, корреляция с данными у которого составляет $r = -0.95$ (рис. 1, вверху слева). Он был исключен. Затем T-R периодограммная процедура была выполнена для временного ряда остаточных колебаний. Таким образом было выявлено мощное колебание, которое аппроксимируется волной с периодом ~ 6370 лет (рис. 1, вверху справа). После исключения этого «гиперцикла», временной ряд вторичных остатков также был подвергнут T-R периодограммной процедуре. Главным циклом колебаний после этой процедуры оказался цикл продолжительностью ~ 13500 лет (рис. 1, внизу слева). После его исключения во временном ряде третичных остатков доминирующим циклом становится квазидвухтысячелетняя осцилляция продолжительностью ~ 2400 лет, которая известна как цикл «Hallstadtzeit» (рис.1, внизу справа и рис. 2, слева). На горизонтальной оси Δt – время отсчета от начала временного ряда, т.е. 12950 год до н.э.

Кроме 2400-летнего цикла также выявлены статистически значимые колебания продолжительностью 4100, 3200, 1750, 1000–1100, 800, 510, 350, 200–220 и 145 лет. Следует отметить, что часть из них имеет аналоги в геомагнитной и авроральной активности. Это является закономерным следствием влияния солнечной активности и, в частности, солнечного ветра на поток галактических космических лучей (ГКЛ) в атмосфере Земли, а в последствии, и на скорость образования ^{14}C в земных слоистых и кольцевых структурах (годовые кольца деревьев, пещерные образования, кораллы и др.). Это можно считать относительно надежно установленным фактом

для 2400, 1000–1100, 350 и 200–210 летних циклов. Все они, плюс некоторые другие, как например 1750-летний цикл, имеют аналоги в климате Земли.

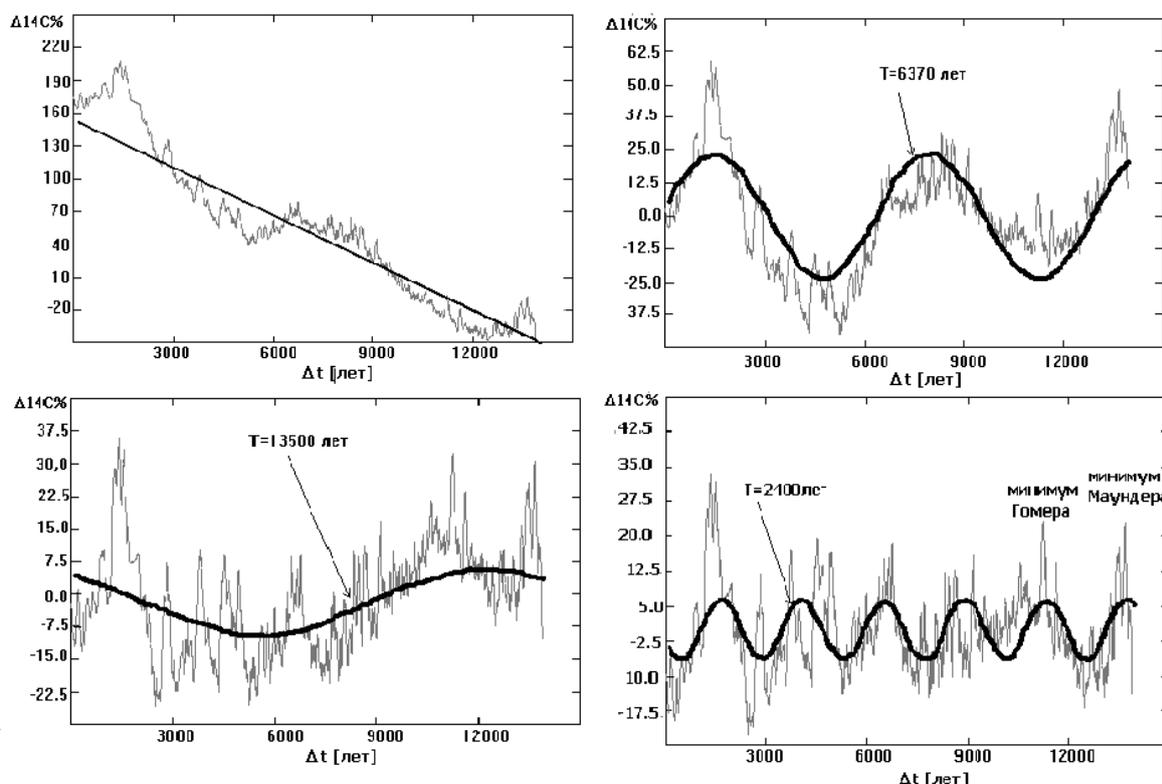


Рис. 1. Главные временные тенденции в радиоуглеродном ряде годовых колец деревьев за последние 13900 лет.

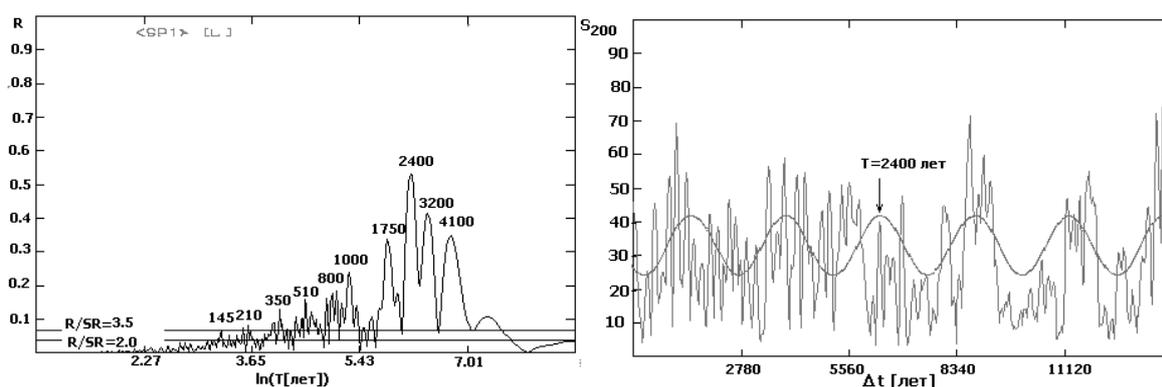


Рис. 2. T-R коррелограмма «остаточного» временного ряда $\Delta^{14}C$ (слева) и параметр S_{200} (справа).

В ходе нашей работы мы исследовали также наличие амплитудной модуляции циклов субвековой, квазивековой и двухвековой продолжительности со стороны больших циклов квазитысячелетней и двухтысяче-

летней продолжительности. Подтверждено предположение об амплитудной модуляции ~200-летнего цикла со стороны 2400-летнего (рис. 2, справа, параметр S_{200}). Этот результат подтверждает наши прежние выводы, полученные на основе более старой версии радиоуглеродного ряда (INTCAL04) [3].

Также был проанализирован полный радиоуглеродный ряд версии INTCAL13 за последние 50000 лет с использованием Т-Р периодограммного алгоритма в режиме вычислений с неравномерным временным шагом. Установлено, что квази 13500-летнее колебание устойчиво присутствует в полном временном ряде и вряд ли является его случайной особенностью. По всей вероятности, этот цикл присутствует и в солнечной активности.

Возникает также вопрос о возможной причине возникновения таких длительных циклов в радиоуглеродных данных. Исходя из гипотезы о резонансно-приливной природе солнечной цикличности в связи с движением планет, можно предполагать, что максимальные циклы в рядах ^{14}C и других «космогенных» изотопов эвентуально могли быть косвенными индикаторами присутствия массивных тел во внешних частях Солнечной системы, далеко за орбитой Нептуна. В частности, таким массивным телом мог бы эвентуально оказаться «объект Брауна-Батыгина» [4]. Предполагается, что его масса равна ~ 10 массы Земли, а орбитальный период обращения вокруг Солнца около 13000–14000 лет.

Литература

1. Reimer P., Bard E., Bayliss A., Beck J.W., Blackwell P.G., Bronk Ramsey C., Buck C.E., Cheng H., Edwards R.L., Friedrich M., Grootes P.M., Guilderson T.P., Haflidason H., Hajdas I., Hatte C., Heaton T.J., Hogg A.G., Hughen K.A., Kaiser K.F., Kromer B., Manning S.W., Niu M., Reimer R.W., Richards D.A., Scott E.M., Southon J.R., Turney C.S.M. and van der Plicht, IntCal13 and MARINE13 radiocarbon age calibration curves 0-50,000 years CalBP, Radiocarbon, 2013, 55(4). DOI: 10.2458/azu_js_rc.55.16947
2. Komitov B. The Schöve's series. Centennial and Supercentennial variations of the solar activity. Relationships between adjacent 11-year cycles // Bulg. Geoph. J, 1997, 23, 74–82.
3. Komitov B., Bonev B., Penev K. and Sello S. The Solar Activity During the Holocene: Amplitude Variations of Quasi-Century and Quasi-Two-Century Solar Cycles / in Proceedings IAUS 223 'Multi-Wavelength Investigations of the Solar Activity', eds. A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya & A.G. Kosovichev, Cambridge University Press, 2004, pp. 705-706.
4. Brown M. and Batygin K., 2016, ArXiv.org/1603.05712.pdf

ГОДОВЫЕ КОЛЬЦА БУКА (*FAGUS SYLVATICA*) И СОЛНЕЧНО-ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КОЛЛЕБАНИЯ КЛИМАТА ЦЕНТРАЛЬНОГО И ЗАПАДНОГО БАЛКАНА В XVIII–XXI ВВ.

Комитов Б.¹, Кафтан В.^{2,3}

¹*Институт астрономии с НАО, БАН, София, Болгария*

²*Геофизический центр РАН, Москва, Россия*

³*Российский университет дружбы народов, Москва, Россия*

THE ANNUAL BEECH THREE RINGS (*FAGUS SYLVATICA*) AND SOLAR MODULATED CLIMATE OSCILLATIONS IN CENTRAL AND WEST BALKAN MOUNTAIN BELT DURING THE 18TH–21ST CENTURIES

Komitov B.¹, Kaftan V.^{2,3}

¹*Institute of Astronomy and NAO, BAS, Sofia, Bulgaria;*

²*Geophysical Center of RAS, Moscow, Russia*

³*Peoples Friendship University of Russia, Moscow, Russia*

*The time series of annual beech tree rings (*Fagus Sylvatica*) in regions of West and Central Balkan Mountain Belt (i.e. Stara planina, Bulgaria) and detecting of solar modulated climate cycles is a main subject of this paper For a better study of solar activity influence over beech growing during the deep Dalton solar minimum (1793/98–1833 AD) the 7 oldest founded samples in age of ≥ 200 years are used. On the base of two different methods (wavelet analysis and T-R periodogram algorithm statistically reliable cycles by duration of ~ 20 –22, 40, 60–70, 110–120 and 200–220 years are detected. Statistically significant relationships between the beech growth and the rains and temperatures on the other side are proved for the most of samples.*

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-231-234

Введение

В настоящей работе представлены результаты анализа временных рядов годовых колец шести образцов (спилов) бука (*Fagus Sylvatica*) возрастом более 200 лет, которые получены в районах Западного и Центрального Балкана (Стара Планина) – Болгария в 2013 году. Они являются наиболее возраст-ными из 44 образцов, с которыми экспериментировали в ходе научно-исследовательского проекта Института астрономии с Национальной астрономической обсерваторией Болгарской академии наук по заказу Министерства сельского хозяйства, питания и лесного хозяйства Болгарии. Результаты выполнения основной части проекта представлены в [1].

Одной из задач этого дополнительного исследования самых старых образцов является более подробный анализ о статистически достоверных признаках присутствия квазидвухвекового цикла в соответствующих временных рядах; вторая задача – получение картины состояния климата в Центральной и Западной Болгарии во время солнечного минимума Далто-

на, третья – попытка построения кинематических моделей роста исследуемых образцов и экстраполяция на последующие ~ 30 лет, вплоть до максимума цюрихского солнечного цикла 27 (SC27), который следует ожидать примерно к 2045 году. Четвертым этапом исследования является калибровка дендрохронологических данных по отношению к осадкам и температурам, измеренным на ближайших метеорологических станциях для вегетационного периода бука. Получение информации о вероятном сценарии изменения климата Болгарии на основе полученных результатов также является целью работы. В качестве эпигноза и верификации полученных выводов сделано сравнение с аналогичным исследованием более старого букowego образца («Гурково-01»), данные которого относятся к эпохе 1780–1982 гг.

Данные и методы

Для лучшего выявления тенденций на интервале порядка продолжительности основного солнечного цикла Швабе-Вольфа (~11 лет) и более, все используемые дендрохронологические и климатические данные сглажены в пятилетнем скользящем временном окне.

Для выявления статистически достоверных циклов использован T-R периодограммный алгоритм, который описан в нескольких наших прежних работах, например [1, 2]. В качестве второго независимого метода для анализа временных рядов использована стандартная вейвлет-процедура, которая реализована в программной среде MATLAB [3].

Для исследования корреляционных связей между шириной годовых колец D исследуемых образцов и среднесезонных значений осадков L , а также температур, для вегетационного периода бука, использован кросс-корреляционный и множественный корреляционно-регрессионный анализ. Основная цель этих процедур – установление зависимости D от изменений климатических параметров L и θ . Вторая цель – применение полученных результатов для климатической калибровки временных рядов D тех древесных образцов, у которых связь с L и достаточно сильная, чтобы удовлетворять критерий Снедекора-Фишера F с вероятностью более 95%.

В кросс-корреляционном анализе были использованы климатические данные следующих метеорологических станций:

София – для древесных образцов «Годеч-01» и «Годеч-02»; Кнежа – для образца «Мездра-01»; Плевен – для образца «Росица-01»; Стара Загора – для образцов «Казанлык-01», «Гурково-01» и «Гурково-05».

Результаты более старого образца «Гурково-01», который получен в 1983 году, использованы в этой работе в качестве эпигностического теста.

Результаты и выводы

В компактном виде все основные полученные результаты показаны на рис. 1. Содержание отдельных столбцов таблицы следующее.

В первом столбце показаны изображения образцов; во втором – установленные на основе вейвлет-анализа циклы изменений древесных колец; в третьем – статистически достоверные циклы, полученные методом Т-Р периодограмм-анализа; в четвертом – коэффициенты корреляции R кинематических моделей и исходных рядов D (слева), значение F критерия (справа); в пятом столбце содержатся коэффициенты кросс-корреляции r между значениями D и количеством осадков L (вверху слева) и температуры (внизу слева), и соответствующие F -критерии (справа). В шестом столбце показаны фазовые смещения (сдвиги) Δt кросс-корреляционных связей между D и L (слева) и D и (справа). Положительный знак соответствует запаздыванию D по отношению к климатическим факторам. В седьмом столбце отмечены главные результаты экстраполяции (прогнозы) кинематических моделей для D , а также связанный с этим наиболее вероятный ход осадков и температур. Основные выводы, которые можно сделать на основе представленных результатов, следующие.

Образец, календарный интервал	Вейвлет	Циклы [лет]	R ; F_m	r ; F	Δt	Модельный прогноз
 Годеч-01 (1800-2012гг)	75; 260	32.5; 39; 50.5; 69.5; 107.5; 148.5; 217; 337;	0.93 6.74	-0.71; 1.99 (L) -0.66; 1.77 (θ)	+17 (L) +9 (θ)	рост D до ~2045г, потом -слабый спад
 Годеч-02 (1794-2012гг)	100; 260	36, 59, 102, 458	0.91 5.60	+0.52; 1.37 (L) +0.33; 1.12 (θ)	+11 (L) +4 (θ)	рост D до ~2035, потом - спад
 Мездра-01 (1810-2012гг)	70; 200	44.5; 70; 186.5	0.91; 5.67	+0.44; 1.24(L) -0.52; 1.37(θ)	+1 (L) +17 (θ)	рост D после ~ 2010 г
 Росица-01 (1811 -2011 гг)	40; 70; 200	12.5; 16.5; 21 29; 38.5 55; 84, 209	0.85; 3.33	+0.44; 1.24 (L) -0.67; 1.81 (θ)	0 (L) +1 (θ)	рост D (+осадков) и похолодание до 2030г, процесс ускоряется в интервале 2030-2045гг
 Казанлык-03 (1811-2012гг)	40; 110	12.5; 22; 33; 73; 132; 217	0.77; 2.30	-0.36; 1.14 (L) +0.7; 1.92 (θ)	+10 (L) +12 (θ)	рост D и похолодание до 2045г
 Гурково-01 (1780-1982гг)	20; 110	17.5; 21; 24; 50; 67; 116	0.73; 2.05	+0.71; 1.99 (L) -0.69; 1.87 (θ)	0 (L) 0 (θ)	уменьшение D в интервале 1980-2010гг и осадков, потепление и наступление БСН
 Гурково-05 (1775-2012 гг)	40; 150; 260	42.5; 73; 221.5	0.88; 4.22	+0.57; 1.45 (L) -0.58; 1.48 (θ)	+7 (L) +7 (θ)	рост D и осадков и похолодание до 2045г

Рис. 1. Основные результаты, полученные для отдельных образцов.

Полученные двумя методами (вейвлет и Т-Р процедура) статистически значимые циклы в общем близки, но значительно более детальный спектр обеспечивает Т-Р процедура. Оба результата свидетельствуют о том, что в спектрах вариаций D чаще всего присутствуют циклы с периодами ~40, 60–70, 100–120 и 200–220 лет. В данных образцов Центрального Балкана установлено также присутствие околосорокалетних циклов. Для всех этих колебаний имеются аналоги в различных прямых либо косвенных индексах солнечной активности (пятнообразование, геомагнитная и авроральная активность, вариации образования «космогенных» радиоизотопов ^{14}C и ^{10}Be и др.).

Результаты кросс-корреляционного анализа указывают на то, что для всех образцов Центрального Балкана характерны сравнительно сильные связи между «параметром роста» буква D и климатическими параметрами L и \cdot . Значительный фазовый сдвиг ($t \geq 7$ лет) установлен для связей между D и климатическими показателями у 5-ти из 7-ми образцов (за исключением «Гурково-01» и «Росица-01» Центрального Балкана. Наблюдается тенденция уменьшения сдвига с запада на восток. Это частично связано с климатическими различиями между Западной и Центральной Болгарией (включая и тот факт, что в Центральной Болгарии выявляется околосдвадцатилетний климатический цикл, которой на западе страны почти не заметен). Однако для проявления такого сдвига есть и другие причины (особенности ландшафта, структура и минеральный состав почвы, условия для накопления воды и др.).

Анализ полученных результатов показывает, что летние периоды в Центральной Болгарии в эпоху солнечного минимума Дальтона (1793/98–1933) были преимущественно жаркие и сухие в его начальной и средней фазе, но к его завершению (после ~1820 года) они очень быстро поменялись на очень холодные и влажные. Экстраполяция кинематических рядов D для всех 4 образцов («Росица-01», «Казанлык-01» и «Гурково-01 и 05») Центрального Балкана указывает на то, что похолодание и увеличение осадков, соответственно, с юга на север в Верхнефракийской и Нижнедунайской низменностях для интервала 2010–2045 гг., является самым вероятным сценарием. Кроме того, в этих экстраполяциях не виден эффект влияния солнечного цикла 26 (SC26), что является косвенным индикатором того, что он будет слишком слабым. Этот вывод согласуется с заключениями других исследователей о слабом SC26, сделанными на основе моделей «солнечного динамо».

Литература

1. Комитов Б., П. Духлев, Д. Кирилова, Г. Бяндов и Н. Кискинова. Връзката „Слънце - климат“ и годишните кръгове на дърветата. Изд. «Алфа Визия», Ст. Загора. 2014, ISBN 978-954-9483-28-4 (на болгарском)
2. Комитов Б. О возможном влиянии солнечных циклов на климат в Болгарии / Солнечные данные, 1986, № 5. С.73-78.
3. Torrence C., Compo G.P. A of Practical Guide to Wavelet Analysis. В Am Meteorol Soc., 1998, V. 79. P. 61-78

ЭФФЕКТ Y-P2P В ДАННЫХ SDO И АНТИКОРРЕЛЯЦИЯ КОЛЕБАНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПЛОЩАДИ ТЕНИ ПЯТНА

Королькова О.А., Ефремов В.И.

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

Y-P2P EFFECT ACCORDING TO SDO DATA AND ANTI-CORRELATION OF OSCILLATIONS OF SUNSPOTS MAGNETIC FIELD AND UMBRA AREA

Korolkova O.A., Efremov V.I.

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

A special class of artifacts that appears in the useful signal when the source moves on a discrete receiver matrix is considered. The formation of the parasitic component is associated with the displacement of the extreme value of the distributed field of a physical quantity from pixel to pixel (p2p effect). It is shown that the necessary condition for step-wise discretization $\Delta t < T$ (p2p), under which a p2p-artifact is formed, is not sufficient. For small field gradients (in particular, when the spatial resolution is good), the parasitic signal in the time series of the variable under study is either weakened or not formed at all. This assumption has been qualitatively verified by a comparative analysis of data on sunspots performed for SOHO/mdi and SDO/hmi data. Also, based on the SDO/hmi data, the Y-p2p effect associated with the displacement of the sunspot along the meridian and having an influence on the process of isolating long-period oscillations of sunspots is considered in detail.

It was found that there is an inverse relationship between changes in the area of the spots umbra and variations in the magnetic field strength. This property of long-period oscillations of sunspots as a untegral magnetic structure indicates the preservation of magnetic flux in the sunspots umbra and plays an extremely important role for understanding the physical nature of these oscillations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-235-238

1. Введение

Рассматривается особый класс артефактов, появляющийся в полезном сигнале при проецировании движения наблюдаемого непрерывно распределенного светящегося объекта на дискретную матрицу приемника. Формирование паразитной компоненты связано с перемещением экстремального отсчета распределенного поля физической величины с пикселя на пиксель (р2р-эффект). В общем случае масштаб явления по координатам матрицы приемника может существенно различаться.

Необходимым условием формирования р2р эффекта является выбор шага дискретизации исследуемого ряда (Δt) меньшим, чем время перехода с пикселя на пиксель (T_{p2p}):

$$\Delta t < T_{p2p} \quad (1)$$

Однако выполнение этого условия не является достаточным. При длительных временах перехода $p2p$ существенным становится отношение градиента поля распределенного объекта к уровню шума регистрирующего приемника.

2. X-p2p эффект в данных SOHO и SDO

Сравним проявление X-p2p артефакта в данных SOHO/mdi и SDO/hmi. Как известно, пространственное разрешение обсерваторий отличается в 4 раза. Время перехода $T(X-p2p)$ вблизи центрального меридиана (ЦМ) для SOHO будет составлять ~ 12 минут, а для SDO ~ 3 минуты.

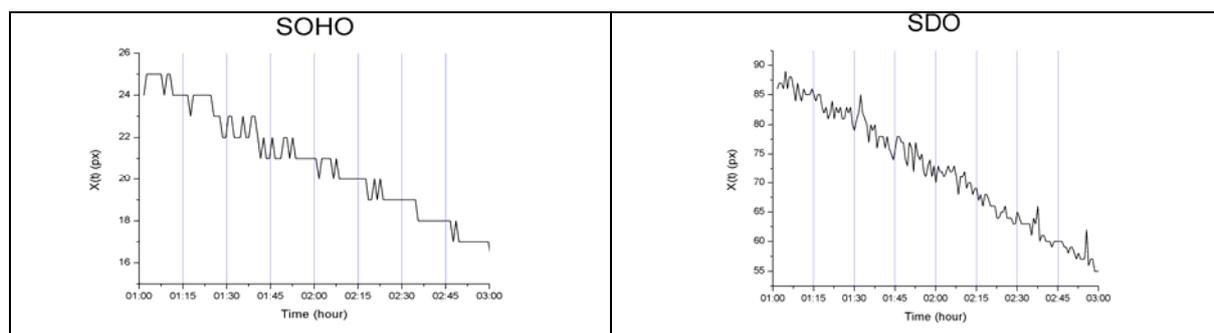


Рис. 1. Сценарий перехода экстремального отсчета напряженности магнитного поля по x-координате. Слева для станции SOHO, справа – для SDO. NOAA 11092 2 августа 2010.

На рис. 1 видно, что сценарий перехода разный для SOHO и SDO. Для SOHO можно отследить процесс формирования «полок», который будет приводить к возникновению паразитного сигнала. В SDO из-за высокого пространственного разрешения существует зона неопределенности, внутри которой появление экстремального отсчета непредсказуемо, и таким образом, повторяющийся сценарий перехода не формируется, а значит, не формируется и паразитная компонента (см. рис. 2).

3. Y-p2p эффект в данных SDO

Для Y-p2p эффекта будут действовать те же правила, что и для X-p2p. Важность учета Y-p2p артефакта обусловлена сравнимостью его периодов с периодами собственных низкочастотных колебаний солнечных пятен. В работе [2], например, было показано четкое появление Y-p2p артефакта в данных, полученных со станции SOHO. На рис. 3 представлены результаты обработки солнечного пятна NOAA 11371 по магнитограммам 12-минутной серии SDO. Собственный период колебаний для данного пятна получился равным ~ 32 часа (см. рис. 3с, большая черная точка).

Исследование нескольких пятен по данным SDO (NOAA 11092, 11131, 11133) показывает, что эффект Y-p2p существенно ослаблен наличием зоны неопределенности появления экстремального отсчета поля.

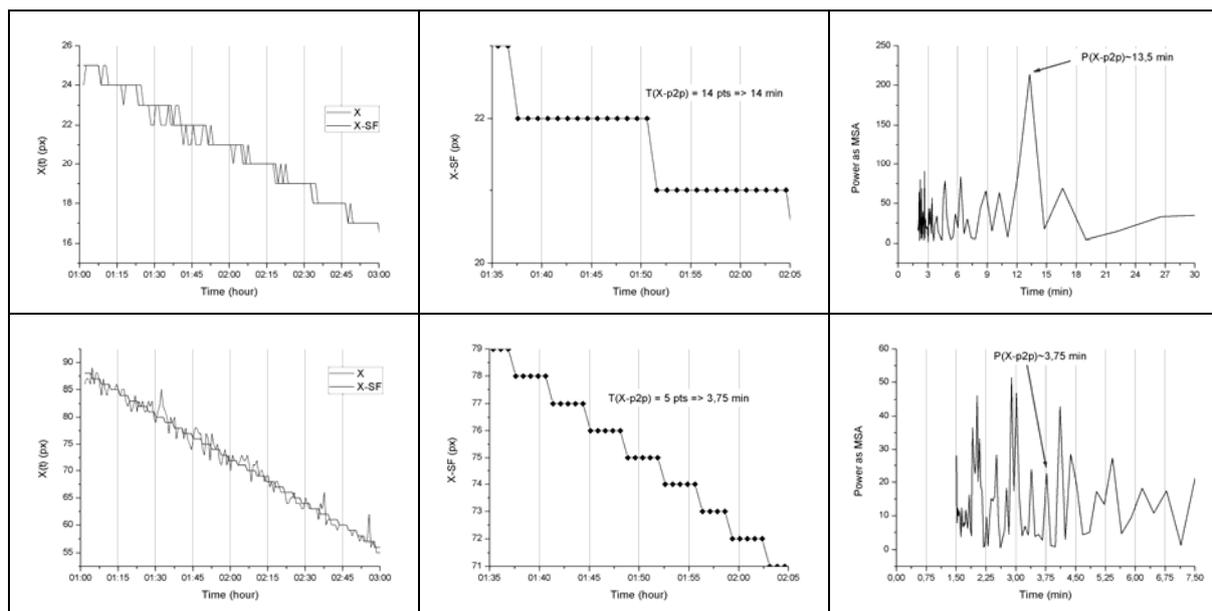


Рис. 2. Слева: реальный сценарий перехода экстремального отсчета поля и смоделированная ступенчатая функция перехода. Центр: Размер полок перехода. Справа: Периодограмма. Верхний ряд получен для станции SOHO, нижний – для SDO.

Намного существеннее оказывается влияние 12-ти часового артефакта [1]. Если ожидаемый период собственных колебаний пятна получается близким к значениям 11–13 часов, 22–26 часов, то точно отделить его от паразитного периода 12-ти часовой компоненты оказывается трудновыполнимой задачей.

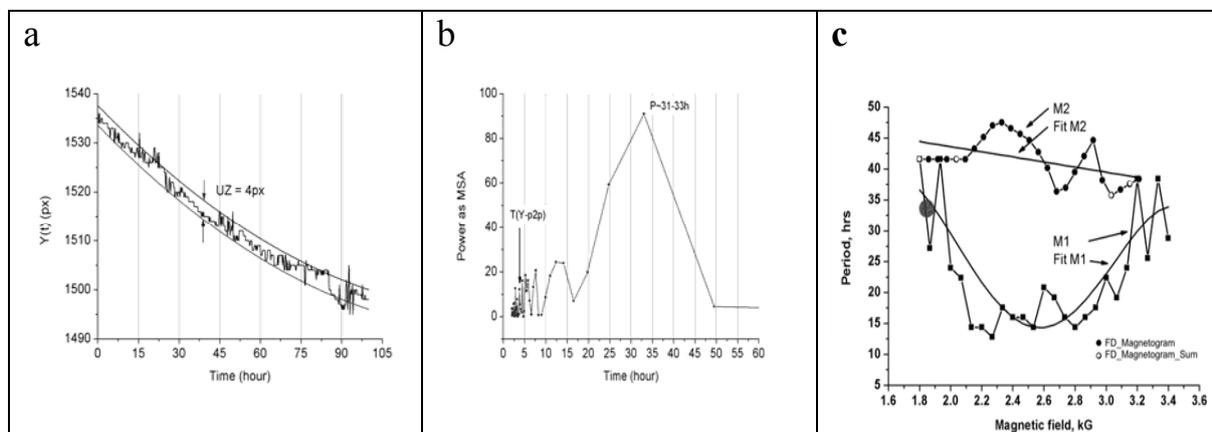


Рис. 3. а) изменение величины магнитного поля экстремального отсчета; б) периодограмма с) диаграмма зависимости периода колебаний солнечных пятен от напряженности магнитного поля. Большая точка – NOAA 11371. 5 декабря 22:00 UT – 10 декабря 02:12 UT 2011 г.

4. Антикорреляция магнитного поля и площади тени пятна

Концепция долгопериодических колебаний солнечных пятен как целостных структур подразумевает сохранение магнитного потока в тени пятна в процессе колебаний. В таком процессе между изменением напря-

женности магнитного поля пятна и изменением площади его тени должна существовать обратная зависимость [3]. На рис. 4 хорошо видны очевидные моменты антикорреляции изменения магнитного поля внутри маски вокруг экстремального отсчета и площади внутри контура «тень-полутень».

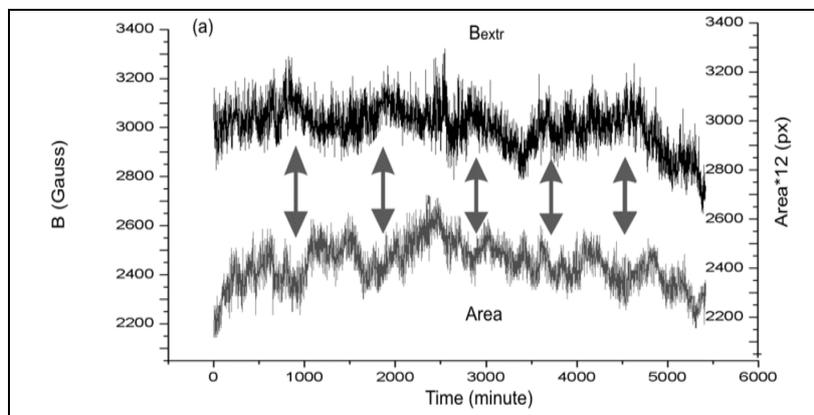


Рис. 4. Изменения магнитного поля и площади внутри контура «тень-полутень». Стрелками отмечены моменты, в которых колебания поля и площади уверенно находятся в противофазе. NOAA 0905. 26–29 июня 2000 г. Данные SOHO с каденцией 1 минута.

5. Результаты

Для формирования паразитной компоненты, обусловленной эффектом $r2p$, необходимо, чтобы функция перехода экстремального отсчета величины поля по координатам имела повторяющийся вид. В области **слабых** градиентов поля (в частности, вблизи экстремального значения) конечные размеры зоны неопределенности появления эффекта $r2p$ приводят к его размытию (как X- $r2p$, так и Y- $r2p$). Благодаря этому, данные SDO в большинстве своем не подвержены сильному влиянию $r2p$ -артефакта.

Антикорреляция изменений магнитного поля и площади тени пятна подтверждает концепцию долгопериодических колебаний пятна в вертикальном направлении как единого, целостного объекта.

Работа поддержана РФФИ (№18-02-00168) и РНФ(№15-12-20001).

Литература

1. Efremov, V.I., Parfinenko, L.D., Solov'ev, A.A. Analysis of a 12-Hour Artifact in LF Oscillations of the Magnetic Field of Sunspots According to SDO/HMI Data // *Geomag. & Aeron.* 2017. Vol. 57, pp. 1045-1055.
2. Nagovitsyn, Yu.A., Rybak, A.L. The properties of long-term sunspot oscillations // *Astron. Rep.*, 2014, vol. 58, iss. 5, pp. 328-334.
3. Solov'ev, A.A., Kirichek, E.A. Basic properties of sunspots: equilibrium, stability and long-term eigen oscillations // *Astrophys. & Space Sci.*, 2014, vol. 352, iss. 1, pp. 23-42.

СТРОЕНИЕ ПРОТУБЕРАНЦЕВ НОРМАЛЬНОЙ И ОБРАТНОЙ ПОЛЯРНОСТИ

Королькова О.А., Соловьев А.А.

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

THE STRUCTURE OF PROMINENCE OF NORMAL AND INVERSE POLARITY

Korolkova O.A., Solov'ev A.A.

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

The solar prominences, based on their magnetic structure, can be divided into two types: the filaments of the normal and the inverse polarity. In the normal case, when the observer looks at the filament from above and measures the field along the line of sight, the polarity of the field emerging from the photosphere coincides with the polarity of the field entering the filament. In the second case, the magnetic field emerging from the photosphere has a polarity opposite to the polarity of the field entering the filament. This paper continues the development of the method for calculating pressure, density and temperature for any given magnetic structure of the configuration. We model the dense and cool prominence with a helical structure of magnetic field. The magnetic configuration under study is introduced in a hydrostatic solar atmosphere given by Avrett & Loezer [2008] model. The presented analytical model describes the prominences as the normal both the inverse polarity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-239-243

1. Введение

Солнечные протуберанцы принято разделять на волокна прямой и обратной полярности по их магнитной структуре. В первом случае для наблюдателя, глядящего сверху и измеряющего поле по лучу зрения, полярность поля, выходящего из фотосферы, совпадает с полярностью поля, входящего в волокно. Во втором – магнитные поля, выходящие из фотосферы и входящие в тело волокна, имеют разные полярности.

Наблюдательные особенности протуберанцев обеих полярностей представлены в [3]. Их теоретическому описанию посвящен ряд работ (см., например, [2, 5]), однако обычно делается акцент на механизм образования протуберанцев разной полярности в его начальной стадии, и приводятся лишь изображения линий магнитного поля без попыток рассчитать стационарные термодинамические параметры плазмы в такой структуре.

В данной работе разработанный ранее метод расчета давления, плотности и температуры по заданной конфигурации магнитного поля [6] используется для построения модели плотного и холодного волокна, имеющего как прямую, так и обратную полярности.

2. Модель протуберанца с винтовой структурой магнитного поля

Для описания спокойных долгоживущих солнечных структур применим подход магнитной гидростатики (МГС), поскольку время их жизни на много порядков превышает время релаксации системы к равновесию. В декартовой системе координат при наличии трансляционной симметрии система уравнений МГС сводится к следующей тройке уравнений [4]:

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{dP(A, z)}{dA}, \quad (1)$$

$$\rho(x, z) = -\frac{1}{g} \frac{\partial P(z, A)}{\partial z}, \quad P = \frac{\rho RT}{\mu}. \quad (2), (3)$$

Здесь $A(x, z)$ – функция магнитного потока: $A(x, z) = \int B_z dx$, \mathbf{B} – напряженность магнитного поля, P – давление газа, ρ – удельная плотность, T – температура, μ – средняя молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная. Ось Z направлена вертикально вверх, уровень $z = 0$ совпадает с поверхностью фотосферы, ось X направлена поперек волокна, ось Y – вдоль.

Компоненты магнитного поля B_x и B_z выражаются через функцию A : $B_z = \frac{\partial A}{\partial x}$; $B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}$. Благодаря трансляционной симметрии, компонент поля B_y зависит только от магнитного потока: $B_y = B_y(A)$.

Уравнение (1) можно проинтегрировать по A при фиксированном значении z :

$$P(A, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_{y0}^2 - B_y^2(A)}{8\pi} - \frac{1}{4\pi} \int_0^A \Delta A dA, \quad (4)$$

где P_{ex} – внешнее давление. Вся рассматриваемая нами магнитная конфигурация погружена в реалистичную гидростатическую атмосферу Солнца [1].

Продольная составляющая магнитного поля B_y , которая обеспечивает винтовую структуру магнитных силовых линий, – это свободная функция магнитного потока. Мы примем:

$$B_{y0}^2 - B_y^2(A) = (\alpha A)^2, \quad (5)$$

где B_{y0} – максимальное значение продольного поля на оси протуберанца, α – некоторый коэффициент, имеющий размерность обратной длины. В такой модели поле $B_y(A)$ оказывается минимальным на оси жгута и максимальным вне него, при $A \rightarrow 0$. Сделанный нами выбор $B_y(A)$ обеспечивает наилучшие условия удержания плазмы в магнитном волокне.

Выберем магнитный поток $A(x, z)$ в виде функции с разделенными переменными, убывающей как по высоте, так и поперек волокна, по x :

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k} \cdot \exp(-k^2 x^2 - k^2 z^2) \cdot F(z). \quad (6)$$

Разделение переменных обеспечивает простое вычисление интеграла:

$$\int_0^A \Delta A dA = -k^2 A^2 + 2k^2 A^2 (k^2 x^2 + k^2 z^2) - \frac{2k^2 z A^2}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} + \frac{A^2}{2F} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2}. \quad (7)$$

Подставив (7) в (4) с учетом (5), мы найдем распределение давления в рассматриваемой магнитной структуре:

$$P(A, z) = P_{ex}(z) + \frac{1}{4\pi} \left[\frac{\alpha^2 A^2}{2} + k^2 A^2 - 2k^2 A^2 (k^2 x^2 + k^2 z^2) + \frac{2k^2 z A^2}{F} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} - \frac{A^2}{2F} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right]. \quad (8)$$

Далее рассчитаем плотность по формуле (2):

$$\rho(x, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{1}{8\pi g} \left[-\frac{4k^2 z A^2}{F} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \frac{4k^2 z A^2}{F^2} \cdot \left(\frac{\partial F}{\partial z} \right)^2 + \frac{A^2}{F} \cdot \frac{\partial^3 F}{\partial z^3} - \frac{A^2}{F^2} \cdot \frac{\partial F}{\partial z} \cdot \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} \right], \quad (9)$$

где ρ_{ex} – плотность внешней среды, также задаваемая моделью [1]. Подчеркнем, что мы находим плотность газа по формуле (2) как производную $P(A, z)$ по z при постоянном значении потока, этим гарантируется, что вдоль каждой магнитной силовой линии устанавливается гидростатическое распределение. Отметим также, что продольное магнитное поле B_y входит в (8), но не входит в (9), т.е. оно увеличивает давление, но не влияет на распределение плотности в волокне.

3. Моделирование протуберанцев прямой и обратной полярности

Введем в распределение (6) функцию $F(z)$:

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k} \cdot \exp(-k^2 x^2 - k^2 (z - z_0)^2) \cdot \sin\left(\frac{4}{3} k (z - z_0)\right). \quad (10)$$

Здесь B_0 – единица измерения магнитного поля, k – параметр, имеющий размерность обратной длины, выбором уровня z_0 задается глубина погружения всей конфигурации в фотосферу.

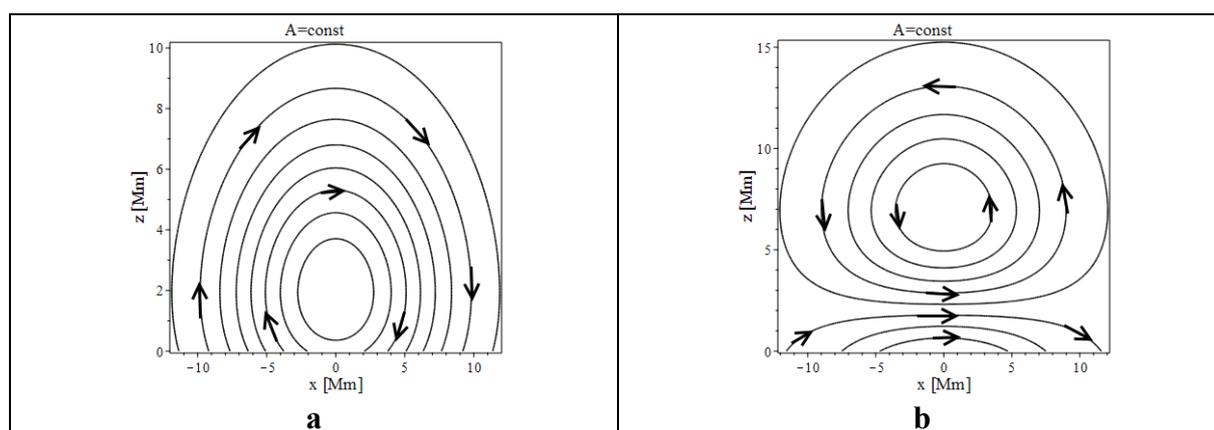


Рис. 1. Вид магнитных силовых линий распределения (10), получаемый из уравнения $A = \text{const}$. а) прямая полярность, $z_0 = -2$. Для наблюдателя, глядящего сверху и измеряющего поле по лучу зрения, полярность поля, выходящего из фотосферы, совпадает с полярностью поля, входящего в волокно. б) обратная полярность, $z_0 = 2$. Магнитное поле, выходящее из фотосферы, имеет полярность противоположную полярности поля, входящего в волокно.

Введение периодической по z функции, приводит к расслоению магнитной структуры по высоте. Однако на больших высотах поле быстро спадает ввиду присутствия множителя $\exp(-k^2(z-z_0)^2)$, поэтому, задавая величину k , мы можем контролировать количество слоев. В данном примере прорисовывается только один слой. Выбор параметра z_0 позволяет описывать протуберанцы как прямой, так и обратной полярности (см. рис. 1).

Результаты расчетов распределений температуры и плотности для магнитной конфигурации, отвечающей протуберанцу обратной полярности (рис. 1b), представлены на рис. 2.

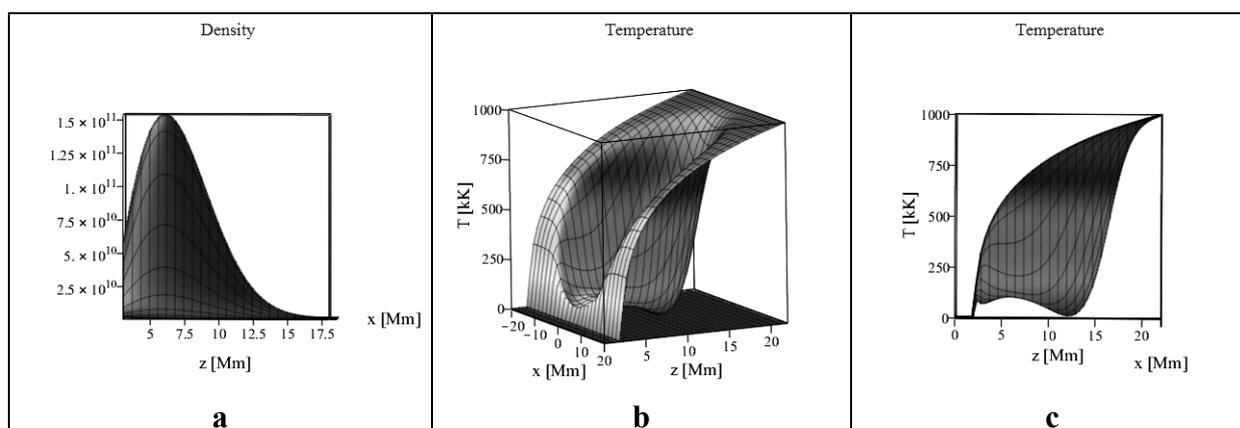


Рис. 2. а) Высотный профиль распределения плотности, б) трехмерный профиль температуры, с) высотный профиль температуры магнитной конфигурации (10), при следующих выбранных параметрах: $B_0 = 6$ Гс, $k = 1/8$ Мм $^{-1}$, $z_0 = 2$ Мм, $\alpha = 0.27$ Мм $^{-1}$.

4. Выводы

Предложена еще одна аналитическая модель плотного холодного уединенного волокна, располагающегося над линией раздела полярности и обладающего винтовой структурой магнитного поля. Представленная модель позволяет описывать протуберанцы как прямой, так и обратной полярности. Полученные распределения термодинамических параметров (плотности и температуры) отвечают наблюдательным данным: температура протуберанца оказывается ниже на 2 порядка, чем плотность короны на том же уровне, в то время как плотность – выше на те же 2 порядка.

Работа поддержана РФФИ (№18-02-00168) и РНФ (№15-12-20001).

Литература

1. Avrett, E.H., Loeser, R. // Ap. J. Suppl. Ser., 2008, vol. 175, pp. 229-276.
2. Amari, T., Aly, J.J. // Astron. Astrophys., 1989, vol. 208, pp. 261-270.
3. Leroy, J.L., Bommier, V., Sahal-Brechot, S. // A&A, 1984, vol. 131, pp. 33-44.
4. Low, B.C. // Astrophys. J., 1975, vol. 197, pp. 251-255.
5. Malherbe, J.M., Priest, E.R. // Astron. Astrophys., 1983, vol. 123, pp. 80-88.
6. Solov'ev, A.A. // Astron. Reports, 2010, vol. 54, pp. 86-95.

СТРУКТУРА КВАЗИ-ДВУХЛЕТНИХ ВАРИАЦИЙ ПЛОЩАДИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Костюченко И.Г.¹, Бруевич Е.А.²

¹*Филиал АО «НИФХИ им. Л.Я. Карпова», Москва, Россия*

²*МГУ им. М.В. Ломоносова, ГАИШ, Москва, Россия*

THE STRUCTURE OF QUASI-BIENNIAL OSCILLATIONS OF SUNSPOTS AREA IN SOLAR ACTIVITY CYCLE

Kostyuchenko I.G.¹, Bruevich E.A.²

¹*The branch of Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow, Russia*

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

The period variability of quasi-biennial oscillations (QBO) of sunspot areas in 19–23 cycles was analyzed using wavelet transform method with Daubechies10 mothers wavelet. We used data of the Greenwich- Marshal Center. Values of all notable periods in range 1–3.5 years were extracted. Obtained wavelet maps show, that in every solar cycle the QBO period does not change randomly, but gradually decreases from the beginning of the solar cycle till its end. We found out the pronounced linear dependence of the QBO period on sunspots latitude, averaged for the corresponding time interval. Hence, the value of the QBO period is, possibly, related to rotational velocity of the convective zone layer, where sunspots are forming at a corresponding time. A relatively small spread of points in the obtained dependence: the QBO period vs the sunspot latitude allows to assume, that this layer has a limited thickness and a stable position during all studied 5 cycles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-243-246

Введение

Квази-двухлетние вариации (КДО) являются одним из фундаментальных свойств солнечной активности (СА) [1]. Они проявляются в вариациях всех индексов СА, причем независимо в каждом из широтных полушарий. В КДО формируется в среднем 60% всех групп пятен с площадью больше 1000 Mhs, наблюдаемых в цикле СА [2], но конкретный механизм их генерации все еще плохо понятен [1]. Одним из непонятных, но установленных многочисленными исследователями свойств КДО является отсутствие у них определенного периода (мультипериодичность).

В данной работе для выявления локальных значений периодов КДО было использовано вейвлет-преобразование временных рядов среднемесячных значений площадей солнечных пятен в каждом из широтных полушарий Солнца, полученных обсерваторией Гринвич – научным центром Маршалла (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>) для 19–23 циклов СА. На основе каталога ежедневных данных о площадях и координатах наблюдаемых групп солнечных пятен (СП), для каждого из широтных полушарий вычислялись среднемесячные значения широты СП. Благодаря

локальному характеру материнского вейвлета, вейвлет-преобразование позволяет эффективно выявлять параметры нестационарных вариаций. В [3], при анализе вейвлета Морли рядов различных индексов СА, на масштабе периодов 1–3.5 года была отмечена тенденция появления последовательностей уменьшающихся периодов. В данной работе мы использовали вейвлет-преобразование с материнским вейвлетом Добеши (Daubechies)¹⁰, который позволяет наиболее наглядно выявлять линейный тренд и эффективно отфильтровывать шумы.

Результаты

На вейвлет-карте (рис. 1) видно, что в каждом цикле СА периоды КДО (1–3.5 года) изменяются не хаотически, а образуют последовательности с монотонно уменьшающимся периодом, причем в ряде циклов таких последовательностей может наблюдаться две и даже больше, с разным начальным периодом. Отметим, что это не противоречит известному свойству КДО-мультипериодичности. Для каждого из периодов в диапазоне 1–3.5 года было определено его значение и положение на временной шкале. Для этого исходные ряды по северному и южному полушариям были разбиты на перекрывающиеся интервалы по 3 цикла и построены карты вейвлета Добеши, из которых извлекались значения указанных параметров КДО.

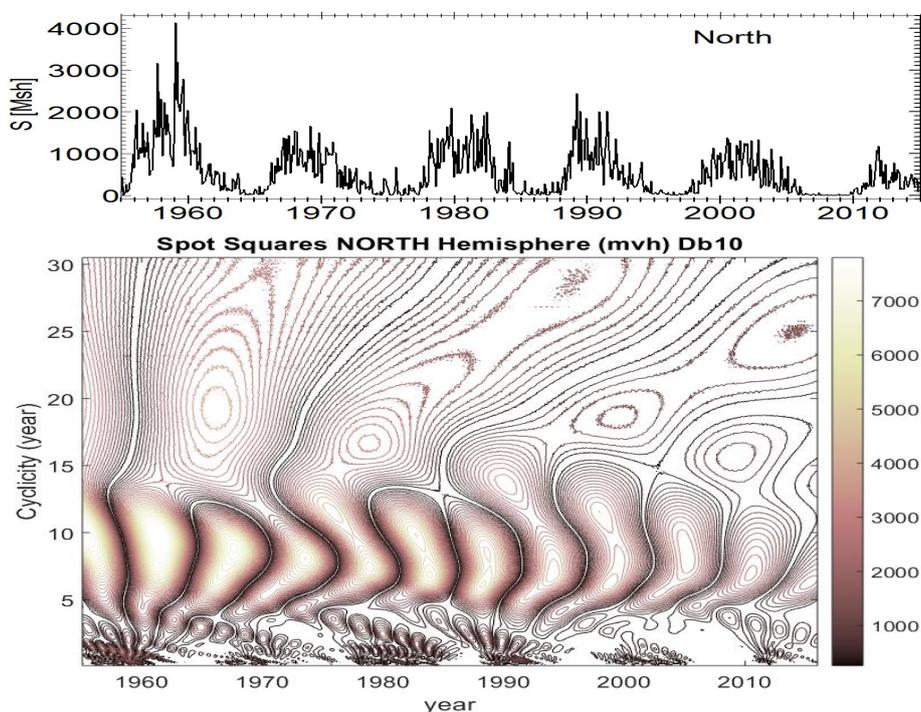


Рис. 1. Верхняя панель – среднемесячные площади групп пятен (Mhs), 1955–2015 гг. Нижняя – вейвлет Добеши¹⁰ для этого ряда (ось Y – значения периодов); 3-х-мерные максимумы на вейвлет-карте соответствуют наибольшим значениям вейвлет-коэффициентов, которые определяют вероятность наличия периодичности на данной частоте.

Ошибки определялись из сравнения измерений в пересекающихся вейвлет-картах и составили 0.2–0.3 года. Полученные таким образом для всех 5 циклов СА и обоих широтных полушарий значения периодов КДО были сопоставлены по времени со среднемесячными значениями широты наблюдаемых пятен (рис. 2). Видно, что в каждом цикле СА период КДО уменьшается синхронно со смещением зоны пятенной активности к экватору (пропорционален текущей широте).

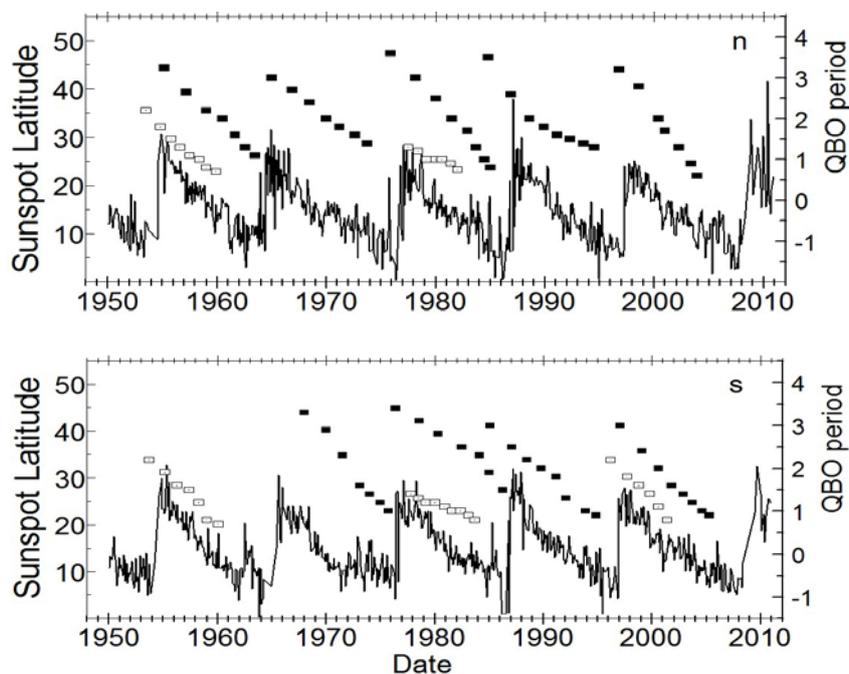


Рис. 2. Значения периодов КДО в каждой из наблюдаемых последовательностей (заполненные и пустые квадраты) в северном (n, верхняя панель) и южном (s, нижняя панель) полушариях; среднемесячная широта солнечных пятен – сплошная черная линия

Исключение составляют несколько вариаций с относительно большими периодами, положение которых соответствует наименьшим значениям широты пятен, т.е. фазе минимума СА. Это можно объяснить как ошибкой измерения их положения на временной шкале, так и принадлежностью этой вариации к немногочисленным пятнам нового цикла. Возможно также, что это связано со временем выхода пятен из зоны их формирования к поверхности фотосферы. Учитывая наличие широтного градиента вращения конвективной зоны Солнца [4, 5], результат проведенного сравнения позволяет предположить, что в каждом цикле СА период КДО уменьшается с увеличением скорости вращения той части конвективной зоны, в которой в соответствующий момент формируются пятна. На рис. 3 представлены все выявленные в 19–23 циклах периоды КДО в зависимости от соответствующей им широты пятен. Видно, что зависимость имеет выраженный линейный характер, причем для последовательностей с большим и меньшим начальными периодами эти зависимости разделяются и различаются.

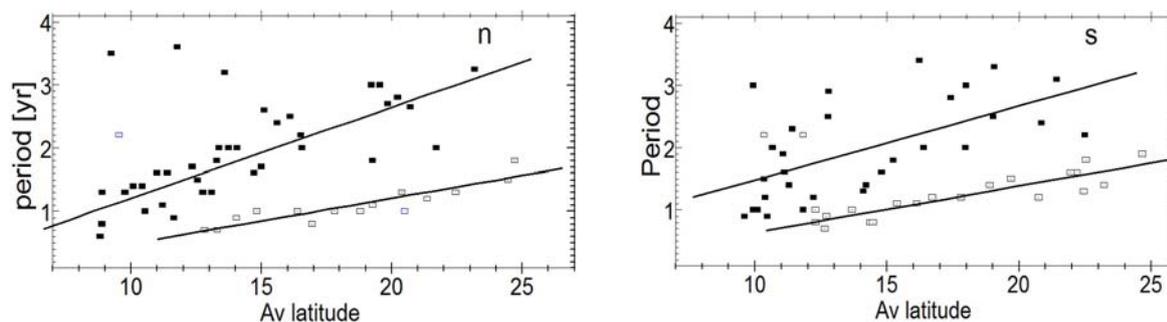


Рис. 3. Зависимость периода КДО от широты, усредненной за соответствующий временной интервал в северном (n, *слева*) и южном (s, *справа*) полушариях; заполненные квадраты относятся к последовательностям с большим начальным периодом, пустые – с меньшим. При получении линейных зависимостей (сплошные линии) исключены несколько точек, относящихся к большим периодам в фазах минимума СА (верхний правый угол).

Разброс точек, особенно в случае северного полушария, относительно небольшой. Это может означать, что слой, в котором формируются пятна каждой последовательности, ограничен по глубине, при этом его локализация не изменяется или изменяется незначительно на протяжении рассмотренных 5 циклов. Факт разделения зависимостей подтверждает такую гипотезу и, возможно, говорит о существовании нескольких сходных процессов генерации пятен, которые функционируют на разной глубине.

Выводы

Период квази-двухлетних вариаций изменяется не случайным образом, а монотонно уменьшается от начала каждого цикла СА к его завершению, что не противоречит известному свойству мультипериодичности КДО.

Обнаружена выраженная зависимость периода КДО от широты, что может указывать на его связь со скоростью вращения слоя конвективной зоны Солнца, в котором в каждый текущий момент времени формируются пятна.

Этот слой, возможно, ограничен по толщине, а его локализация оставалась неизменной или варьировала незначительно на протяжении рассмотренных 5 циклов СА.

Авторы благодарят сотрудников обсерватории Гринвич и научного центра Маршалла за данные в открытом доступе.

Литература

1. *Bazilevskaya G. et al.* // Space Sci Rev., 186, 359, 2014.
2. *Костюченко И.Г.* // Тр. «Солнечная и С-З Физика-2017», с. 199, 2017.
3. *Bruevich E.A., Bruevich V.V., Yakunina G.V.* // arXiv:1401.7033v1 [astro-ph.SR], 2014
4. *Schou J. et al.* // ApJ, 506, 390, 1998.
5. *Benevolenskaya E.E.* // ApJ, 517, L163, 1999.

К ВОПРОСУ О СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Крамынин А.П., Михалина Ф.А.

Уссурийская астрофизическая обсерватория, Уссурийск, Россия

TO THE QUESTION ON NORTH SOUTHERN ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY

Kramynin A.P., Mikhailina F.A.

*Ussuriisk astrophysical observatory, Ussuriisk, Russia
a.p.kramynin@mail.ru*

Cyclic changes of an index of North southern asymmetry from a cycle to a cycle for the period 1874–2012 are investigated. The decomposition method on the natural orthogonal functions of the matrix has been used, which made of the annual longitudinal distributions of an index of asymmetry for 11-year cycle. The analysis reveals the structures which continue for several 11-year cycles and alternating with each other by the quasi-period about eight 11-year cycles. It is visible that the structures formed on a branch of recession of a cycle, in other cycle are displaced more close to a cycle maximum. The basic contribution to an index of North-Southern asymmetry of solar activity bring years close to a cycle maximum. Occurrence of North southern asymmetry of number of solar stains the core is connected with shift of cyclic curves northern and southern hemispheres relatively each other, but there are periods, when it depends on other factors, for example – on the form of cyclic curve.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-247-250

За период более чем сто лет исследователи показали, что северо-южная асимметрия не случайна и выявили ряд закономерностей в ее проявлении [1]. Показано, что северо-южная асимметрия связана с различием высоты и формы циклических кривых северного и южного полушарий, а также с их временным сдвигом относительно друг друга. Выявлены периодичности, наблюдаемые в вариациях индекса северо-южной асимметрии 2, 11, 35–40 лет, а также наличие векового тренда. Представляется интересным определить вклад разных факторов в индекс северо-южной асимметрии и выявить картину как образуется та или иная периодичность.

Для анализа использовали данные о группах пятен с 1874 по 2012 годы, взятые из гринвичского каталога, наблюдений УАФО и ГАС ГАО. В качестве меры северо-южной асимметрии использовался индекс $\delta N = N_n - N_s$, где N_n – число пятен, наблюдавшихся в течение года в северном, а N_s – южном полушариях Солнца.

Использовался метод разложения на естественные ортогональные функции [4] матрицы годовые долготные распределения δN -время в виде:

$$\delta N_{ij} = \sum_{k=1}^n T_{ik} L_{kj},$$

где δN_{ij} – разность $N_n - N_s$ в i -ый год в j -том долготном интервале, L_{kj} – k -тая координатная функция, описывающая, в нашем случае, долготное распределение северо-южной асимметрии в i -ый год, T_{ik} – сопряженная с L_{kj} временная функция, описывающая поведение этого параметра со временем. Этот метод позволяет оценить вклад разных факторов, действующих на изучаемый процесс.

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 [2]. Подобная картина выявлена для широтного и долготного распределений индекса северо-южной асимметрии и для числа солнечных пятен [3]. Кроме того видно, что используемый индекс северо-южной асимметрии больше в годы вблизи максимумов циклов. Что приводит к “полосатости” этих двумерных распределений и появлению вариаций, связанных с 11-летним циклом солнечной активности. В спектре вариаций индекса δN , рассчитанного методом мак-

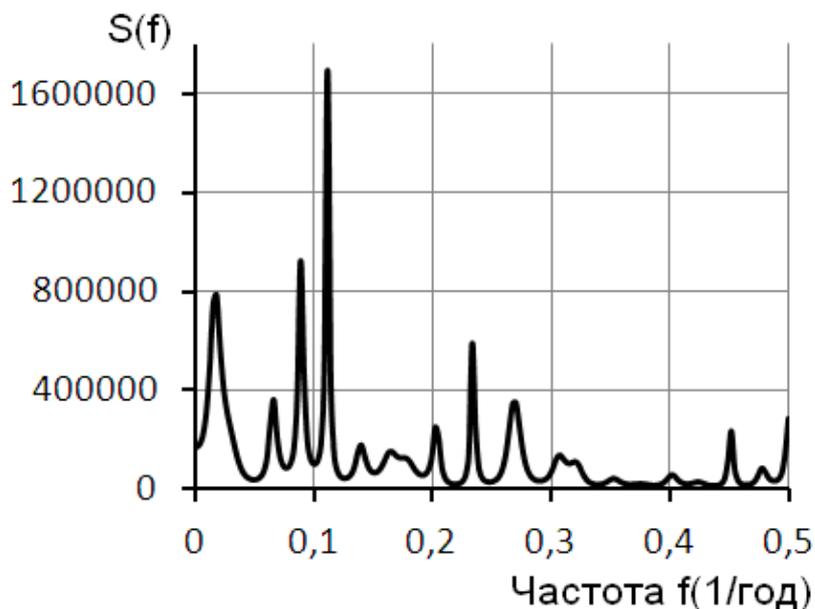


Рис. 1. Спектр вариаций индекса северо-южной асимметрии, рассчитанный методом максимальной энтропии.

симальной энтропии, позволяющего получить более высокое частотное разрешение при коротких рядах, рис. 1 видим расщепленный пик в районе 11-летней компоненты и пик в длинноволновой части спектра, соответствующий периоду $T_d \approx 60$ лет. Длинноволновой период можно уточнить, если считать, что расщепление 11-летней компоненты связано с ее модуляцией длинноволновым компонентом. Тогда T_d будет равен ≈ 88 лет, что правдоподобно.

Результаты разложения на естественные ортогональные функции матрицы δN_{ij} – время для каждого цикла с 12 по 23 показывают, что вклад первой компоненты разложения колеблется от 25% до 45% в разных циклах. Причем коэффициент корреляции между соответствующими значениями первой временной функции и δN очень высок, достигает в некоторых циклах 0,98 (см. рис. 2). Это говорит о том, что первая временная функция разложения полностью описывает все вариации δN .

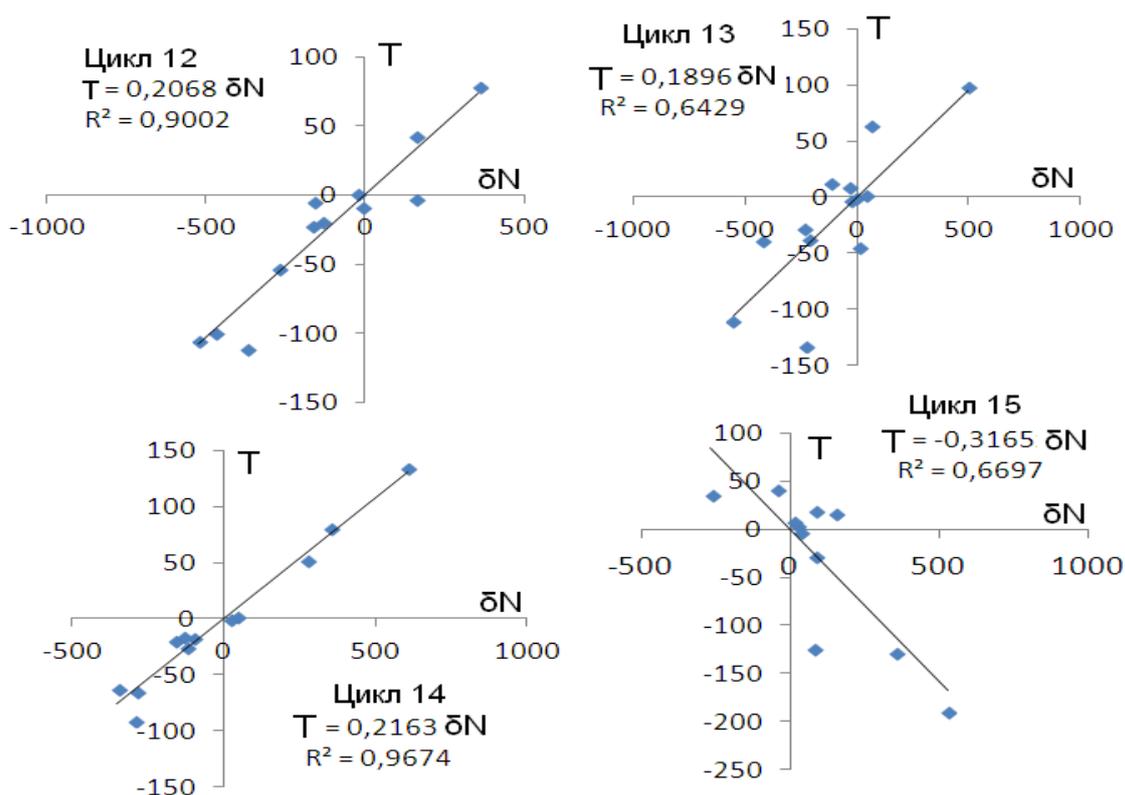


Рис. 2. Примеры зависимости $T = f(\delta N)$ годовых значений северо-южной асимметрии δN от соответствующих значений первой временной функции T для разных циклов. R^2 – коэффициент достоверности аппроксимации.

Анализ рис. 3 выявляет структуры, сохраняющиеся несколько 11-летних циклов и чередующиеся друг с другом с периодом около восьми 11-летних циклов. Структуры на ветви спада цикла, в другом цикле возникают ближе к максимуму цикла. Структуры, образованные по разные стороны от максимума цикла имеют разные знаки δN . Это говорит о том, что 88-летний цикл связан с периодически изменяющимся сдвигом циклических кривых относительно друг друга.

Итак, выявлены структуры, сохраняющиеся несколько 11-летних циклов и чередующиеся друг с другом с квазипериодом около восьми 11-летних циклов. Видно, что структуры, образованные на ветви спада цикла, в другом цикле возникают ближе к максимуму цикла. Основной вклад в

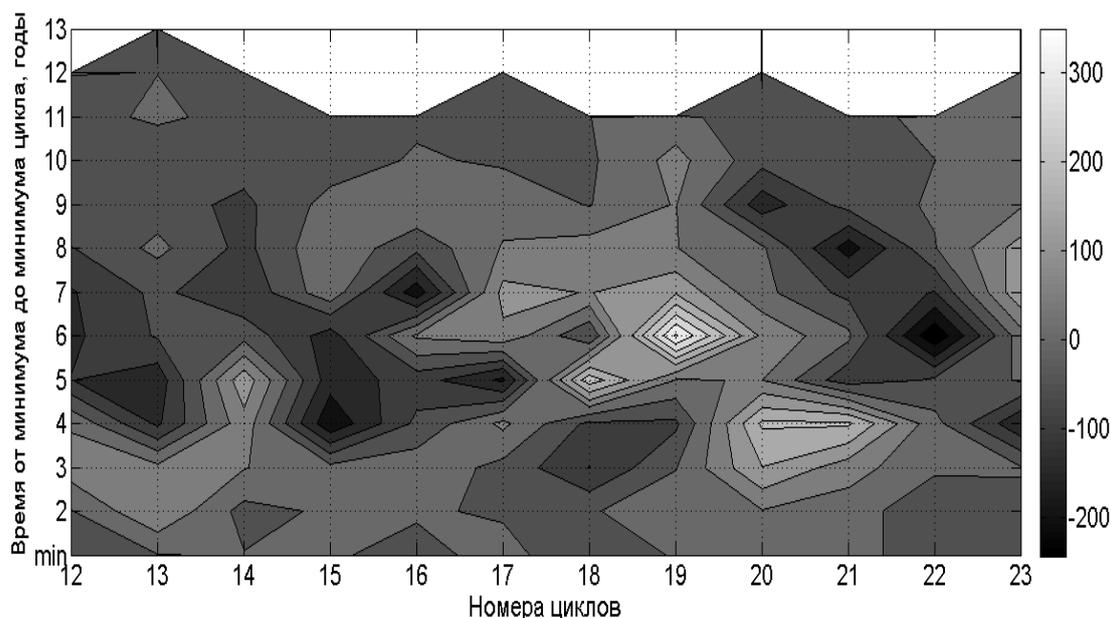


Рис. 3. Динамика изменений временного распределения индекса северо-южной асимметрии солнечной активности в 11-летнем цикле от цикла к циклу.

индекс северо-южной асимметрии солнечной активности вносят годы, близкие к максимуму цикла. Возникновение северо-южной асимметрии числа солнечных пятен основном связано с периодически изменяющимся сдвигом циклических кривых северного и южного полушарий относительно друг друга.

Литература

1. *Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца – М.: Наука, 1986.
2. *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.
3. *Kramynin A.P. and Mikhailina F.A.* Latitude-Longitude Characteristics of the North–South Asymmetry of Solar Activity // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018, Vol. 58, No. 7, pp. 937–941
4. *Вертлиб А.Б., Конецкий М., Куклин Г.В.* Опыт применения разложения по естественным ортогональным функциям некоторых индексов активности // *Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца*: Иркутск, 1971. Вып. 2, С. 194-209.

**РЕКОНСТРУКЦИЯ ГЕЛИОСФЕРНОГО МОДУЛЯЦИОННОГО
ПОТЕНЦИАЛА НА ОСНОВЕ РАДИОУГЛЕРОДНЫХ ДАННЫХ
В ЭПОХУ ОКОНЧАНИЯ ПОСЛЕДНЕГО ЛЕДНИКОВОГО
ПЕРИОДА, РАННЕГО И СРЕДНЕГО ГОЛОЦЕНА**

Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.

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

**THE RECONSTRUCTION OF THE HELIOSPHERIC MODULATION
POTENTIAL BASED ON THE RADIOCARBON DATA
IN DEGLACIATION, EARLY AND MIDDLE HOLOCENE**

Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Results of reconstruction of the heliospheric modulation potential based on the radiocarbon data in the Deglaciation, Early and Middle Holocene are presented. The obtained reconstruction taking into account change of the global temperature, increase of CO₂ concentration in the Earth's atmosphere and change of vegetation in the Early Holocene. The reconstruction reflects the variations in solar activity. It is necessary to note that the maximum of the heliospheric modulation potential at 12380 BC can be caused by increased solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-251-254

Хорошо известно, что данные по содержанию космогенного изотопа ¹⁴C в атмосфере Земли в прошлые столетия и тысячелетия (см., например, [1] и рисунок 1А) часто используются для изучения изменений солнечной активности в до-инструментальную эпоху. Особый интерес представляет временной интервал с 17–18 тысяч лет до нашей эры (н.э.) и до начала Голоцена (~10 тысяч лет до н.э.). Этот временной интервал характеризуется окончанием последнего глобального оледенения и переходом к достаточно теплomu периоду, который длится до наших дней и называется Голоценом. В это же время наблюдалось и увеличение концентрации углекислого газа в атмосфере Земли (рисунок 1Б). В 12–11 тысячелетиях до н.э. рост концентрации CO₂ в атмосфере остановился, даже происходило некоторое его уменьшение. В этот промежуток времени происходило увеличение глобальной температуры (рисунок 1В) приблизительно до 11500 года до н.э., после чего наступил резкий её спад [3, 4]. Начиная с середины 11 тысячелетия до н.э. снова начался рост глобальной температуры. Такие климатические изменения нашли свое отражение в радиоуглеродных данных. На рисунке 1А видно, что относительное содержание ¹⁴C в атмосфере ($\Delta^{14}\text{C}$) падало больше чем на 30%, что очевидно связано с перераспределением радиоуглерода между природными резервуарами. Поэтому для изучения вариаций солнечной активности в прошлом необходимо учесть влияние

климатических изменений на радиоуглеродные данные (см., например [5]). В работе [6] представлена реконструкция скорости генерации космогенного изотопа ^{14}C в атмосфере Земли $Q(t)$ с учетом климатических изменений для временного интервала 17000–5000 лет до нашей эры (BC).

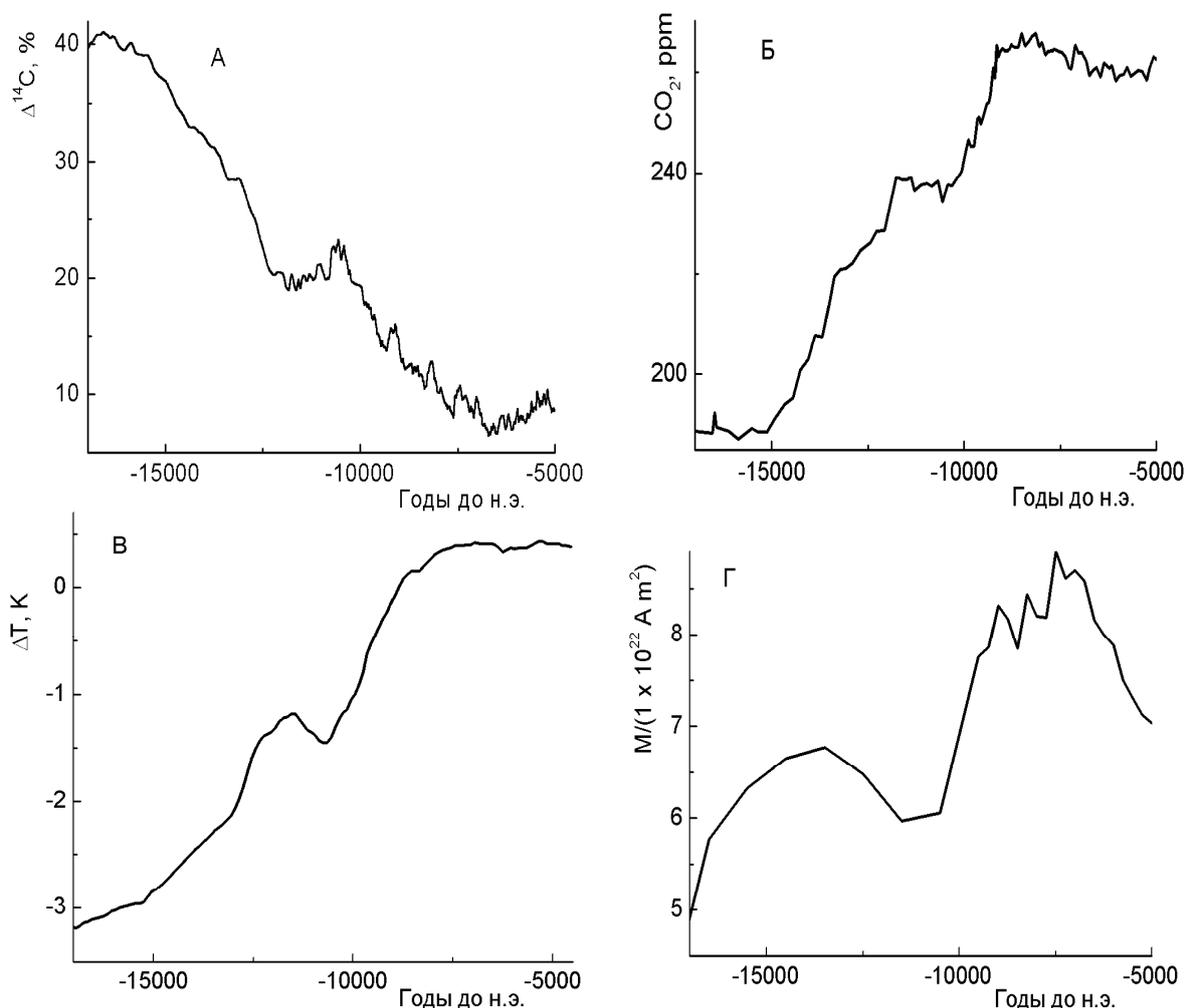


Рис. 1. А – Вариации $\Delta^{14}\text{C}$ в атмосфере Земли [1]; Б – Изменение концентрации углекислого газа в земной атмосфере [2]; В – Изменение глобальной приземной температуры [3, 4]; Г – дипольный магнитный момент Земли [7].

Заметим, что вариации скорости генерации изотопа ^{14}C в земной атмосфере отражают не только изменение солнечной активности (и, следовательно, межпланетного магнитного поля), но и изменение магнитного поля Земли. Поэтому необходимо перейти от рассмотрения скорости генерации изотопа ^{14}C к рассмотрению вариаций гелиосферного модуляционного потенциала $\varphi(t)$, который уже непосредственно отражает изменение солнечной активности. Метод расчета модуляционного потенциала $\varphi(t)$ хорошо известен и подробно изложен в работах [8, 9]. Нахождение $\varphi(t)$ сводится к решению уравнения для различных моментов времени:

$$Q(t) = \sum_{i=1}^2 Y_i(E) J_i(E, \varphi(t)) (1 - f(E, M(t))) dE,$$

где t – время, $Q(t)$ – скорость генерации изотопа ^{14}C в земной атмосфере; функции Y_i описывают образование изотопов ^{14}C в атмосфере; J_i – спектр протонов и α -частиц первичных космических лучей; функция f описывает влияние геомагнитного поля на проникновение частиц ГКЛ в атмосферу Земли, E – кинетическая энергия частиц ГКЛ, приходящаяся на один нуклон; $M(t)$ – дипольный магнитный момент Земли.

Функциональные зависимости для функций J_i и f , а также значения функций Y_i приведены в приложении к работе [8]. Значения для магнитного момента $M(t)$ опубликованы в работе [9].

Для нахождения $\varphi(t)$ необходимо также задать функцию $Q(t)$. В настоящей работе будем следовать работам [5, 6, 10] и использовать полученные в ней параметры пятирезервуарной модели, используемые при нахождении $Q(t)$. При этом учитывается изменение скорости перехода радиоуглерода из верхнего слоя океана в атмосферу при изменении глобальной температуры, а также изменение скорости перехода этого изотопа из атмосферы в биосферу. В расчетах использовались следующие значения температурных коэффициентов $k_1 = 0.045$, $k_2 = 0.011$ (подробнее см. [5, 10]) и содержание радиоуглерода в атмосфере $6.3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ в 17000 году до н.э. Результаты реконструкции $\varphi(t)$ представлены на рисунке 2.

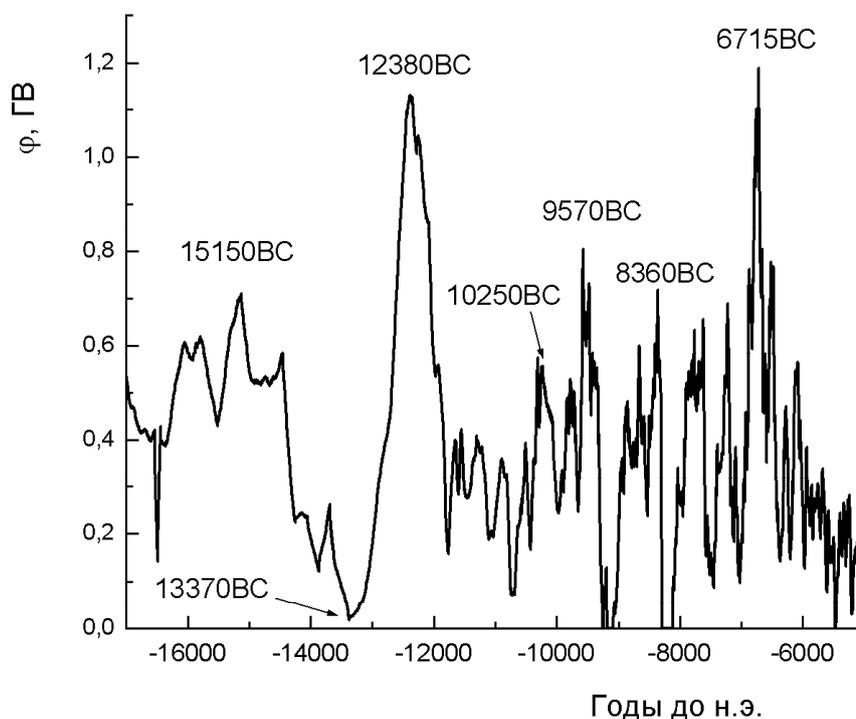


Рис. 2. Гелиосферный модуляционный потенциал, реконструированный на основе данных по содержанию изотопа ^{14}C в земной атмосфере.

Среди присутствующих на графике многочисленных минимумов и максимумов следует выделить минимум потенциала $\varphi(t)$ в ≈ 13370 году до н.э. и максимум, приходящийся на ≈ 12380 год до н.э. За этот промежуток времени значение гелиосферного модуляционного потенциала выросло более чем на 1 ГВ и достигло экстремально большого значения. Такое повышение величины модуляционного потенциала может отражать повышенный уровень солнечной активности, длившийся ~ 1 тысячу лет.

Здесь необходимо отметить, что приблизительно в это же время на Земле наблюдалось достаточное длительное потепление (рисунок 1В), которое сменилось похолоданием в ≈ 11500 году до н.э. с последующим потеплением и переходом к Голоцену. Возникает вопрос: связано ли данное потепление с повышенным уровнем активности Солнца, о чем свидетельствуют радиоуглеродные данные, или это потепление вызвано другими причинами?

Литература

1. Reimer P.J. et al. // Radiocarbon, 2013, V. 55(4), p. 1869.
2. Monnin E., et al. // Earth and Planetary Science Letters, 2004, V. 224, p. 45.
3. Marcott S.A., Shakun J.D. // Pages Magazine, 2015, V. 23(1), p. 28.
4. Marcott S.A. et al. // Science, 2013, V. 339, p. 1198.
5. Kudryavtsev I.V. et al. // Geomag. and Aeronomy, 2016, V. 56, No. 7, P. 858.
6. Кудрявцев И.В. и др. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2017», 9–13 октября 2017 г., ГАО РАН, СПб, с. 207.
7. Knudsen M.F. et al. // Earth Planet. Sci. Lett., 2008, V. 272, P. 219.
8. Kovaltsov G.A. et al. // Earth Planet. Sci. Lett., 2012, V. 337, P. 114.
9. Polunianov S.V. et al. // J. Geophys. Res. Atmos., 2016, V. 121, P. 8125.
10. 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.

**ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
СОЛНЦА НА ДВОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ В РАМКАХ
ПЛАЗМЕННОГО МЕХАНИЗМА ПРИ ИНЖЕКЦИИ
ВО ВСПЫШЕЧНУЮ ПЕТЛЮ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ**

Кудрявцев И.В.¹, Кальтман Т.И.²

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

²СПбф САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

**THE PECULIARITIES OF THE MODELING OF THE SOLAR RADIO
EMISSION ON THE DOUBLE PLASMA FREQUENCY IN THE
FRAMEWORK OF THE PLASMA MECHANISM FOR THE INJEC-
TION OF FAST ELECTRONS IN THE FLARE LOOP**

Kudryavtsev I.V.¹, Kaltman T.I.²

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²SPb branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia

Traditionally, consideration of the self-consistent problem of the evolution of the electron distribution function and of the energy density of Langmuir turbulence during the propagation of accelerated electrons in the flare plasma occurs within a one-dimensional approximation. That is, it is assumed that all the electrons of the beam have the same direction throughout the propagation process and the generation of Langmuir waves occurs strictly in the direction of the electron beam. However, adequate description of generation of radio emission during solar flares at the confluence of Langmuir plasmons requires the rejection of the 1D model. Radio emission cannot be generated within the framework of one-dimensional turbulence. First, it is necessary to consider the generation of plasma waves as a result of the development of beam instability at different angles satisfying the resonance condition. Secondly, it is necessary to take into account the mechanisms leading to the appearance of waves with wave vectors of different directions (not only in the direction of movement of electrons or against it). Such mechanisms are, for example, the scattering of plasma waves by electrons and by ions of the flare plasma.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-255-258

В этой работе мы рассматриваем современное состояние моделирования взаимодействия ускоренных во вспышках электронов с плазменной турбулентностью, отмечаем недостатки такого моделирования для расчета радиоизлучения на двойной плазменной частоте (ω_{pe}) в рамках плазменного механизма и предлагаем возможные дальнейшие направления исследования.

Как известно, радиоизлучение солнечных вспышек несет информацию о процессах ускорения и распространения заряженных частиц в солнечной плазме. Это излучение может относиться к магниторезонансному (синхротронному или гиротронному), когда излучение генерируется заряженной частицей, движущейся в магнитном поле (см., например, [1]). Ра-

диоизлучение может генерироваться и плазменной турбулентностью (см. например [2]), так, при слиянии двух ленгмюровских плазмонов может генерироваться поперечная электромагнитная волна на двойной плазменной частоте $2\omega_{pe}$, где $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$; e , n , m_e – заряд, концентрация и масса электрона. Обычно рассматривается образование ленгмюровских волн в результате пучковой неустойчивости ускоренных во вспышках электронов.

Традиционно рассмотрение самосогласованной задачи об эволюции функции распределения электронов и плотности энергии ленгмюровской турбулентности при распространении ускоренных во вспышках электронов во вспышечной плазме происходит в рамках одномерного приближения. В этом приближении рассмотрен хорошо известный случай квазилинейной релаксации пучка электронов. Рассмотрение динамики быстрых электронов (см., например, [2–4]) опирается на систему следующих дифференциальных уравнений для функции распределения электронов f и плотности энергии ленгмюровских волн W_k :

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{4\pi^2 e^2}{m^2} \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{W(k = \omega_{pe}/v)}{v} \frac{\partial f}{\partial v} \right), \quad (1)$$

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} = \left(\frac{\pi \omega_{pe}}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v=\omega_{pe}/k} W_k. \quad (2)$$

При этом, как отмечено в работе [2], условие применимости данной системы уравнений предполагает использование одномерного приближения, т.е. делается допущение, что все электроны пучка имеют одно направление на протяжении всего процесса распространения и генерация ленгмюровских волн происходит строго в направлении движения пучка электронов.

В последнее время появился ряд работ (например [4, 5]) посвященных самосогласованному численному решению различных задач кинетики ускоренных электронов и динамики плазменной турбулентности. В основе рассмотрения лежит данная система уравнений с добавленными слагаемыми, учитывающими различные плазменные процессы. К таким процессам относятся: кулоновские столкновения быстрых электронов с частицами плазмы, взаимодействие ленгмюровских волн с ионно-звуковыми, индуцированное рассеяние ленгмюровских волн на ионах плазмы, затухание ленгмюровских волн в результате кулоновских столкновений частиц плазмы. С использованием одномерного приближения был получен ряд интересных результатов. Особенно стоит отметить работу [4], где рассмотрена динамика быстрых электронов и ленгмюровской турбулентности в неоднородной плазме. В этой работе было показано, что взаимодействие с ленгмюровскими волнами в неоднородной плазме может приводить к пе-

пераспределению энергии быстрых электронов. При этом часть электронов отдаёт энергию плазменным волнам. Наличие неоднородности плазмы может приводить к трансформации спектра волн, появляются волны с большими фазовыми скоростями. Последние могут входить в резонанс с наиболее скоростными электронами, что приводит к дополнительному их ускорению [4]. Доля ускоренных электронов может быть достаточно большая для регистрации их рентгеновского излучения.

Однако, несмотря на все достигнутые успехи при рассмотрении динамики электронов и ленгмюровской турбулентности, применимость одномерной модели к описанию генерации радиоизлучения на частоте $2\omega_{pe}$ при слиянии ленгмюровских плазмонов представляется несколько устаревшей в настоящее время. Причина этого состоит в следующем.

Генерация радиоизлучения на двойной плазменной частоте в рамках плазменного механизма происходит при слиянии двух ленгмюровских плазмонов с образованием поперечной электромагнитной волны. При этом вероятность генерации электромагнитного кванта с волновым вектором \vec{k} и частотой ω определяется выражением [2]

$$w_t^{\parallel}(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2) = \frac{e^2 (2\pi)^6 (k_1^2 - k_2^2)^2 [\vec{k}_1 \vec{k}_2]^2}{32\pi m_e^2 \omega_{pe} k^2 k_1^2 k_2^2} \cdot \delta(\vec{k} - \vec{k}_1 - \vec{k}_2) \times \\ \times \delta(\omega - 2\omega_{pe} - \frac{3v_{Te}^2}{2\omega_{pe}} (k_1^2 + k_2^2)) \quad (3)$$

где \vec{k}_1 и \vec{k}_2 – волновые вектора плазмонов.

Как легко видеть, эта формула определяет частоту излучения поперечной электромагнитной волны ω и её волновой вектор \vec{k} . Кроме этого, из данной формулы следует, что в случае одномерной турбулентности (вектора \vec{k}_1 и \vec{k}_2 параллельны или антипараллельны) не происходит генерация электромагнитного излучения, так как

$$[\vec{k}_1 \vec{k}_2]^2 = k_1^2 k_2^2 \sin^2 \theta = 0, \quad (4)$$

где θ – угол между векторами \vec{k}_1 и \vec{k}_2 .

Т.е., как следует из выражения (3), в рамках одномерной турбулентности невозможна генерация радиоизлучения ($w_t^{\parallel} = 0$). Выражение аналогичное (3) приведено и в работе [6]. Однако это приближение используется в ряде случаев не только для изучения динамики ускоренных электронов, но и для изучения генерации электромагнитных волн в результате слияния ленгмюровских плазмонов. На наш взгляд, для адекватного описания генерации радиоизлучения на двойной плазменной частоте в результате слия-

ния ленгмюровских волн необходимо отказаться от использования одномерной модели.

Во-первых, необходимо рассматривать генерацию плазменных волн в результате развития пучковой неустойчивости под различными углами, удовлетворяющими условию резонанса. Выражение для инкремента неустойчивости приведено, например, в работе [6]. Во-вторых, в уравнении (2) необходимо учитывать механизмы, приводящие к появлению волн с волновыми векторами различных направлений (а не только по направлению движения электронов или против него). Такими механизмами являются рассеяние плазменных волн на электронах и ионах вспышечной плазмы (например, [2]). В работе [7] детально исследуется динамика изменения углового распределения ленгмюровских плазмонов при их индуцированном рассеянии на ионах окружающей плазмы. Показано, что данный процесс, хотя и не приводит к полной изотропизации волн, но существенно деформирует их угловое распределение. Индуцированное рассеяние на тепловых электронах также способствует изотропизации волн.

Таким образом, адекватное описание генерации радиоизлучения во время солнечных вспышек при слиянии ленгмюровских плазмонов требует отказ от 1D модели.

Работа Кальтман Т.И. поддержана Госзаданием №АААА-А17-117011810013-4; п.16.13.

Литература

1. Железняков В.В. Излучение в астрофизической плазме. Москва, «Янус-К», 1997.
2. В.Н. Цытович. Теория турбулентной плазмы – М.: Атомиздат, 1971.
3. Железняков В.В., Зайцев В.В. К теории всплесков солнечного радиоизлучения III типа // *Астрономический журнал*, 1970, 47, 60-75.
4. E.P. Kontar, H. Ratcliffe, and N.H. Bian. Wave-particle interactions in non-uniform plasma and the interpretation of hard X-ray spectra in solar flares // *A&A*, 2012, 539, A43.
5. Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. Нелинейная релаксация электронного пучка и дополнительное ускорение быстрых электронов в солнечных вспышках // *Астрономический журнал*, 1999, 76, 464-469.
6. Melrose D.B. Instabilities in space and laboratory plasmas – Cambridge University press. 1986, 280 p.
7. Кудрявцев И.В. Динамика ленгмюровской турбулентности при рассеянии плазмонов на частицах фоновой плазмы / Сборник трудов XX Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика 2016», С. 175-178.

**ДИНАМИКА ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИХ РАСПРОСТРАНЕНИИ
ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЁТОМ РАЗВИТИЯ
ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ**

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Кальтман Т.И.³, Ватагин П.В.¹, Чариков Ю.Е.¹

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

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

³*СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**THE DISTRIBUTION FUNCTION OF FAST ELECTRONS DURING
THEIR PROPAGATION IN THE FLARE PLASMA WITH THE
DEVELOPMENT OF BEAM INSTABILITY**

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Kaltman T.I.³, Vatagin P.V.¹, Charikov Yu.E.¹

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

³*SPb branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

The paper presents the results of calculations of the fast electron distribution function and the spectral energy density of Langmuir waves during the propagation of fast electrons along the flare loop with variable density. This takes into account the Coulomb collisions of these electrons with the particles of the flare plasma, the generation of plasma waves and the interaction of waves with fast electrons. During the propagation of fast electrons the Langmuir waves are excited. The transformation of the wave spectrum lead to additional electron acceleration. In addition, a turbulent plasma layer is formed, the thickness of which is determined by the parameters of the plasma and the initial distribution of fast electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-259-262

Во время солнечных вспышек происходит ускорение электронов, которые распространяясь в магнитоактивной плазме излучают в широком диапазоне длин волн – от радио- до рентгеновского и гамма- излучения. Регистрация этих излучений и определение их параметров используется для изучения механизмов ускорения электронов во время солнечных вспышек. К настоящему времени существует много работ, посвященных изучению эволюции функции распределения быстрых электронов и расчету параметров генерируемого излучения с целью реконструкции параметров ускоренных во время вспышек электронов [1, 2]. В этих работах основное внимание уделяется учету кулоновских столкновений и изменению магнитного поля во вспышечной петле. В данной статье рассмотрим особенности эволюции функции распределения быстрых электронов и ленгмюровских волн при распространении электронов во вспышечной плазме с учетом генерации плазменных волн электронами. В [3] была рассмотрена нестационарная, но однородная задача. Для выяснения простран-

ственной зависимости функции распределения электронов и плотности энергии плазменных волн, будем рассматривать неоднородную стационарную задачу кинетики быстрых электронов, распространяющихся во вспышечной плазме. При этом будем полагать, что электроны двигаются параллельно оси вспышечной петли в результате действия магнитного поля. В этом случае уравнения для функции распределения быстрых электронов $f(z, v)$ и для спектральной плотности энергии ленгмюровских волн $W_k(z, k)$ будут иметь вид [3–7]:

$$v \frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial f}{\partial v} + v_e (vf + V_{Te}^2 \frac{\partial f}{\partial v}) \right), \quad (1)$$

где v – скорость электрона; z – пространственная координата вдоль вспышечной петли; D – коэффициент диффузии в пространстве скоростей при взаимодействии электронов с волнами; v_e – частота кулоновских столкновений быстрых электронов с частицами плазмы,

$$v_g \frac{\partial W_k}{\partial z} = (\gamma_k - v_{ef}) W_k + \frac{\partial \omega_e}{\partial z} \frac{\partial W_k}{\partial k} + Q_k^1, \quad (2)$$

v_g – групповая скорость ленгмюровских колебаний; k – волновое число волны; γ – инкремент пучковой неустойчивости; v_{ef} – эффективная частота, описывающая затухание ленгмюровских волн в результате кулоновских столкновений частиц плазмы; Q_k^1 – мощность тепловых ленгмюровских флуктуаций (см., например [8]); ω_e – плазменная электронная частота.

Будем считать, что быстрые электроны образуются в вершине петли, а концентрация электронов плазмы $n_e(z)$ увеличивается с ростом расстояния от вершины петли по линейному закону:

$$n_e = n_e^0 (1 + z/z_0), \quad (3)$$

где n_e^0 – концентрация электронов плазмы при $z = 0$.

Как известно ([3–7]), выражения для коэффициента диффузии D и инкремента пучковой неустойчивости γ имеют вид:

$$D = \frac{\pi \omega_e^2}{m_e n_e v} (W_k)_{k=\omega_e/v}; \quad (4)$$

$$\gamma_k = \left(\frac{\pi \omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v=\omega_e/k}, \quad (5)$$

Система уравнений (1–2) является нелинейной системой дифференциальных уравнений. Система уравнений (1–2) решалась методом конечных разностей (см., например, [9]) с использованием итераций по нелинейно-

сти. При этом, уравнение (2) было преобразовано для коэффициента диффузии D , используя выражение (4).

На рис. 1 приведены результаты расчета при температуре плазмы $T_e = 10^6 \text{ К}$ и $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, концентрация быстрых электронов на границе $z = 0$ $n_0^b = 10^5 \text{ см}^{-3}$, а их функция распределения по скоростям представлялась в виде распределения Гаусса, скорость в максимуме распределения v_0 (рис. 1А) соответствует энергии 30 кэВ, а среднеквадратичное отклонение – $0.06 v_0$, значение $z_0 = 10^7 \text{ см}$.

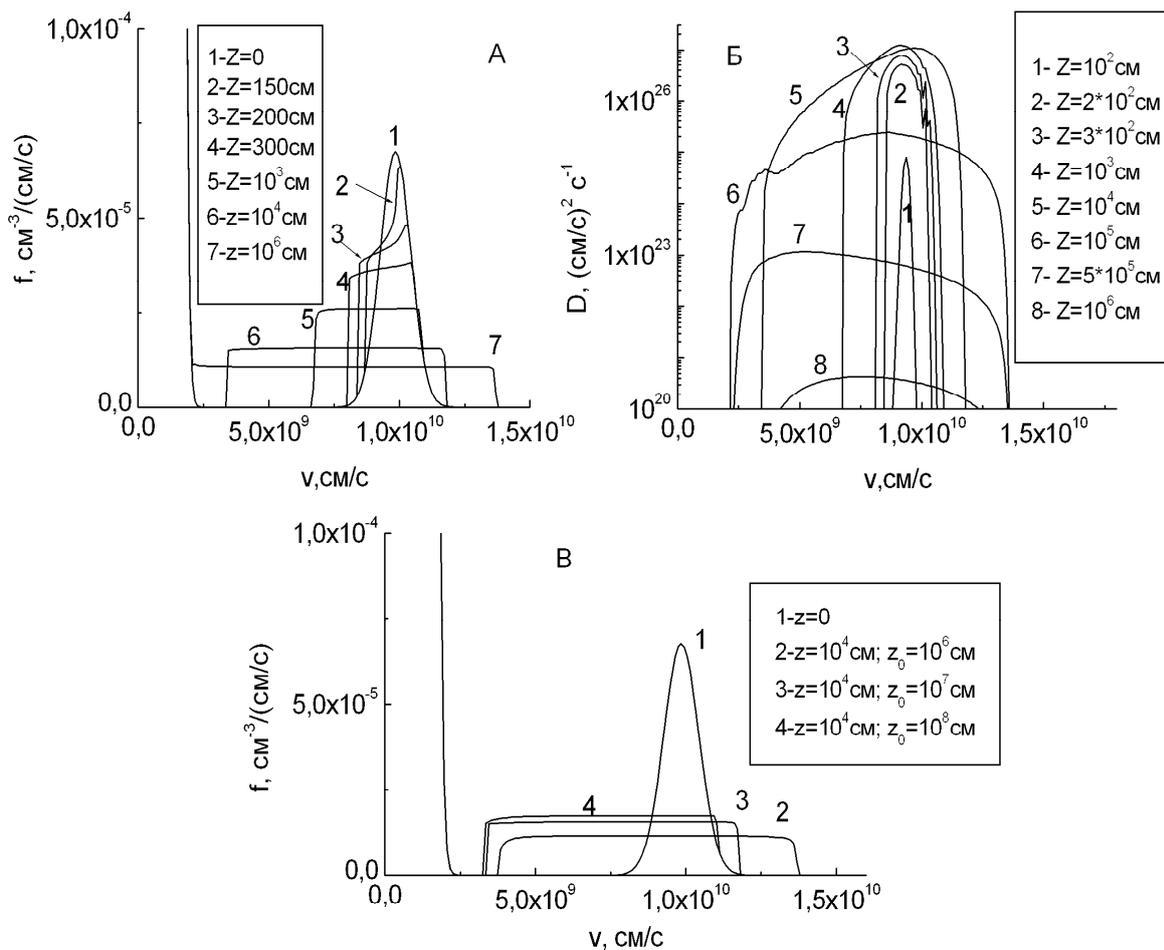


Рис. 1.

Из рисунка 1А следует, что в области инжекции (кривые 2, 3, 4) происходит трансформация функции распределения быстрых электронов в сторону меньших скоростей с одновременным нарастанием ленгмюровской турбулентности (рис. 1Б, кривые 1–4). В результате роста концентрации электронов плазмы с увеличением z происходит трансформация спектра турбулентности в область больших фазовых скоростей (описывается вторым слагаемым правой части уравнения (2)), что приводит к дополнительному ускорению части электронов (рис. 1А, кривые 6, 7, см. также [3]). На расстоянии от вершины 10^4 см плотность энергии турбулентности W_1

достигает 0.2 эрг/см^3 . С удалением от вершины плотность энергии уменьшается и при $z = 10^5 \text{ см}$ уменьшается до $8 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^3$. В дальнейшем, в результате кулоновских столкновений быстрых электронов с частицами плазмы начинает образовываться (как было отмечено в работе [4]) инверсный участок на функции распределения электронов. Это приводит к дальнейшей генерации плазменных волн на расстоянии $\sim 10^7 \text{ см}$ и плотность энергии турбулентности составляет $\sim 10^{-6} - 10^{-5} \text{ эрг/см}^3$ вплоть до 10^8 см .

На рис. 1В показано влияние масштаба изменения концентрации z_0 на динамику трансформации дополнительного ускорения электронов. Увеличение z_0 приводит к уменьшению ускорения электронов. Так, при $z_0 = 10^6 \text{ см}$ дополнительное ускорение происходит до скорости $1,35 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ (кривая 2), а при $z_0 = 10^7 \text{ см}$ – до $1,17 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$ (кривая 3). При $z_0 = 10^8 \text{ см}$ ускорение на данном расстоянии незначительно.

В заключение отметим, что взаимодействие быстрых электронов с плазменными волнами может менять характер распространения этих электронов в солнечной плазме (см., также работы [10, 11]), что необходимо учитывать при реконструкции распределений быстрых электронов.

Работа Кальтман Т.И. поддержана программой ПРАН 28 и РФФИ 18-02-00045. Работа Кудрявцева И.В. частично поддержана программой ПРАН 28.

Литература

1. Zharkova V.V. et al. // *Astron. Astrophys.*, 2010, V. 512, A8.
2. Melnikov V.F. et al. // *Geomagn. and Aeronomy*, 2013, V. 53(7), p. 863.
3. Kontar E.P., et al. // *A&A*, 2012, V. 539, A43
4. Железняков В.В., Зайцев В.В. // *Астрономический журнал*, 1970, Т. 47, С. 60
5. Каплан С.А., Цытович В.Н. *Плазменная Астрофизика* – М.: Наука, 1972. 394 с.
6. Цытович В.Н. *Теория турбулентной плазмы* – М.: Атомиздат, 1971. 424 с.
7. Скрынников Ю.И., Сомов Б.В. // В сборнике «XII Ленинградский семинар по космофизике», под. ред. В.А. Дергачева, Г.Е. Кочарова, С. 72. Ленинград, ЛИЯФ, 1982. 208 с.
8. Vatagin P.V. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, V. 52, P. 1015.
9. Самарский А.А. *Теория разностных схем* – М.: Наука, 1989. 616 с.
10. Кудрявцев И.В. и др. // В Трудах конф. «Активные процессы на Солнце и звездах», СПб, НИИРФ СПбГУ, 2002. 328 с.
11. Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. // *Астрономический журнал*, 1999. Т. 76, С. 464.

ОСОБЕННОСТИ ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ УСКОРЕННЫХ ВО ВСПЫШКАХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ РАЗВИТИИ ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.

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

THE PECULIARITIES OF THE HARD X-RAYS FROM ELECTRONS ACCELERATED IN FLARES WHICH TAKES INTO ACCOUNT THE BEAM INSTABILITY

Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Hard X-rays by fast electrons in solar flares is considered. The transformation of the electron distribution function results of interaction between electrons and Langmuir waves. The results of calculation of the spectra and the degree of polarization of x-ray are submitted. It is shown, that features of the spectra and the degree of polarization of x-rays can enable to define presence (or absence) Langmuir turbulence in the flare plasma. It is possible also to determine the maximum of energy of the electrons penetrating in the solar plasma. In this case the polarization of X-rays can increase with growth of the quanta energy up to 50–60%.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-263-266

Общепринято, что жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ) солнечных вспышек является тормозным излучением высокоэнергичных электронов. Прямые измерения высокоэнергичных электронов в момент их ускорения невозможны. Поэтому информацию о функции распределения таких электронов приходится получать по вторичным излучениям и моделировании процессов распространения электронов в плазме вспышечных петель [1–5]. Даже если из наблюдений удастся определить энергетический спектр ЖРИ, то для определения вида функции распределения электронов по модулю скорости обычно используют методы прямого фитирования, либо решения обратной задачи [6–8]. При этомpitch-угловая часть распределения остается неопределенной, можно лишь качественно судить о степени анизотропии. Отметим, что при решении обратной задачи нахождения энергетических распределений электронов, возникают особенности [6–8] типа ступенек, а возможно, и инверсий. В то же время в спектрах измеряемого ЖРИ такого рода особенности не наблюдаются. Как известно, квазилинейная релаксация пучков электронов при взаимодействии с ленгмюровской турбулентностью приводит к образованию платообразных спектров по скоростям (например, [9]) с резким спадом при некоторой граничной скорости. Рассмотрим, какие особенности спектров ЖРИ следует ожидать при подобного рода функции распределения элект-

тронов. Количество квантов с энергиями от ε до $\varepsilon+d\varepsilon$, излучаемых единичным объёмом плазмы в единичный телесный угол, определяется выражением (см., например, [10])

$$dI(\varepsilon, \alpha) = Q(\varepsilon, \alpha)d\varepsilon, \quad (1)$$

$$Q(\varepsilon, \alpha) = \int_{\varepsilon}^{\infty} dE \int_{4\pi} N \sigma v f(E, \mathbf{n}) d\Omega_{\vec{n}}, \quad (2)$$

где ε , E – энергии рентгеновского кванта и электрона, v – скорость электрона, \mathbf{n} – единичный вектор вдоль вектора импульса электрона, $d\Omega_{\vec{n}}$ – элементарный телесный угол, вдоль направления вектора \mathbf{n} , $\sigma(\varepsilon, E, \theta, \alpha)$ – релятивистское сечение тормозного излучения [11], α – угол наблюдения; угол θ – это угол между скоростью электрона и осью Oz, N – концентрация частиц плазмы.

В качестве функции распределения электронов по энергиям и углам выберем следующую модельную функцию

$$f(E, \theta) = A * F(E) * \chi(\theta), \quad (3)$$

где $F(E) = \frac{1}{\sqrt{E/E_0}}$ при $E < E_0$ и $F(E) = \frac{1}{\sqrt{E/E_0}} (E_0/E)^\delta$ при $E > E_0$,

A – нормировочный множитель. Подобное энергетическое распределение соответствует платообразной функции распределения по скоростям со степенным спадом, начиная с v_0 (E_0). Поскольку вопрос об угловом распределении электронов остается открытым, рассмотрим изотропное распределение и распределения типа $\chi \sim \cos^{2n}(\theta)$ при $0 < \theta < 90^\circ$ и $\chi = 0$ при $90^\circ < \theta < 180^\circ$. Результаты расчета спектров ЖРИ для $\delta = 3$, $\delta = 6$ и $\delta = 8$ приведены на рисунке 1 для различных значений энергии E_0 и для трех углов наблюдения α (0 , 90° и 180°) при $n = 3$. В качестве угла α принят угол между волновым вектором рентгеновского кванта и осью OZ. Уже при $E_0 = 50$ кэВ и $\delta = 3$ наблюдается отличие спектра ЖРИ от степенного на малых энергиях при всех углах наблюдения α . При увеличении значения энергии E_0 отклонение спектра от степенного увеличивается (рисунок 1Б). В случае более резкого спада спектра электронов ($\delta = 6$ и $\delta = 8$) спектр искажается ещё сильнее. Таким образом, формирование платообразного распределения электронов по скоростям при их взаимодействии с ленгмюровскими волнами будет приводить к генерации ЖРИ с характерным спектром, который может быть зарегистрирован.

Расчеты степени линейной поляризации ЖРИ для данного энергетического и угловых распределений $\sim \cos^2\theta$ и $\cos^6\theta$ проводились аналогично работам [10, 12]. Для изотропного распределения электронов степень поляризации ЖРИ обращается в 0. Как следует из рис. 2 в случае, если энергия квантов ε превышает значение E_0 , то поляризация ЖРИ уменьшается с ро-

стом энергии квантов (рисунок 2, кривые 1). В обратном случае, при $\varepsilon < E_0$ поляризация возрастает с ростом энергии квантов (кривые 2–3). Такое поведение степени линейной поляризации с ростом энергии квантов тоже может быть измерено.

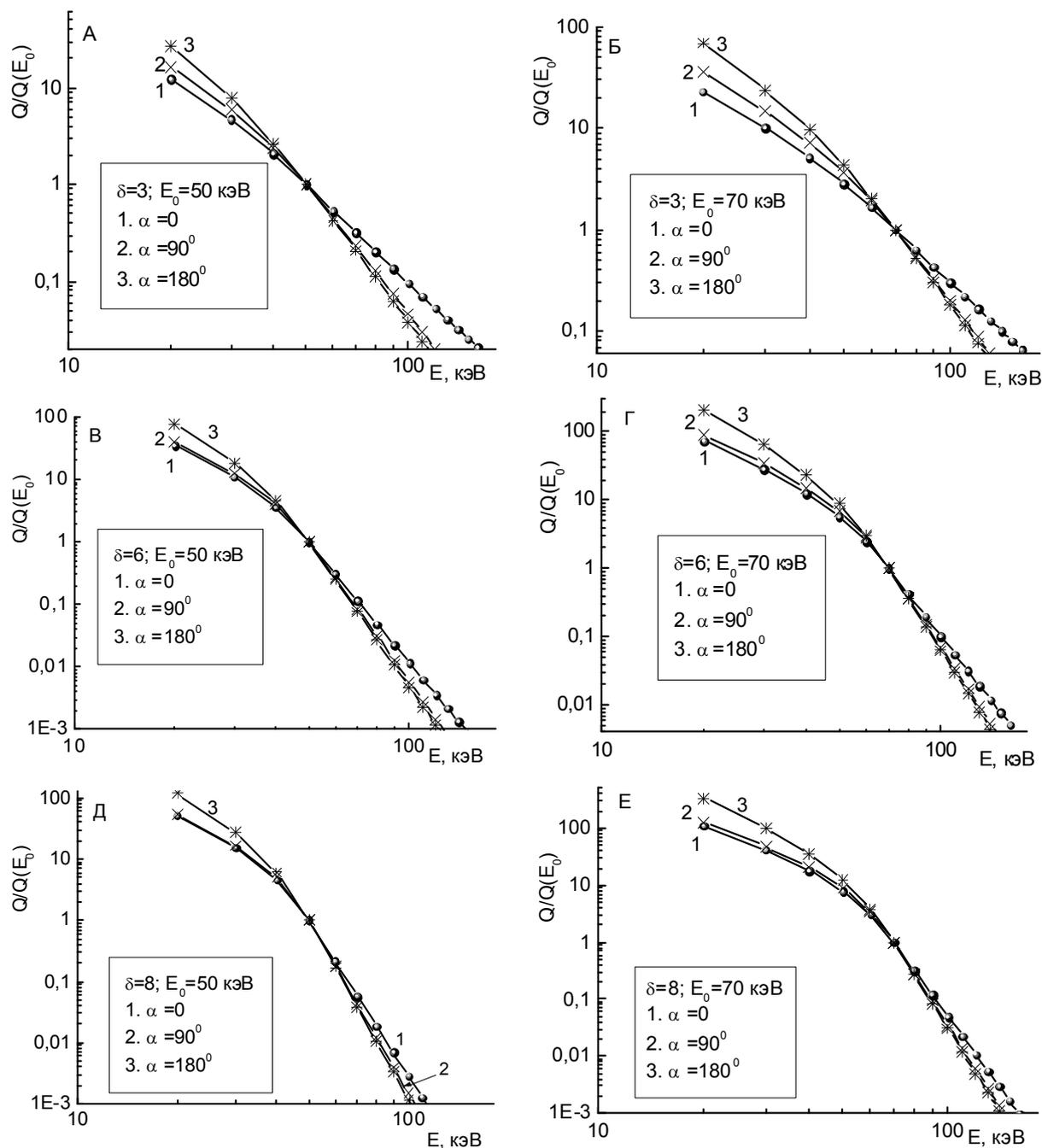


Рис. 1. Рассчитанные спектры жесткого рентгеновского излучения для различных значений угла наблюдения α и параметров спектра электронов E_0 , δ .

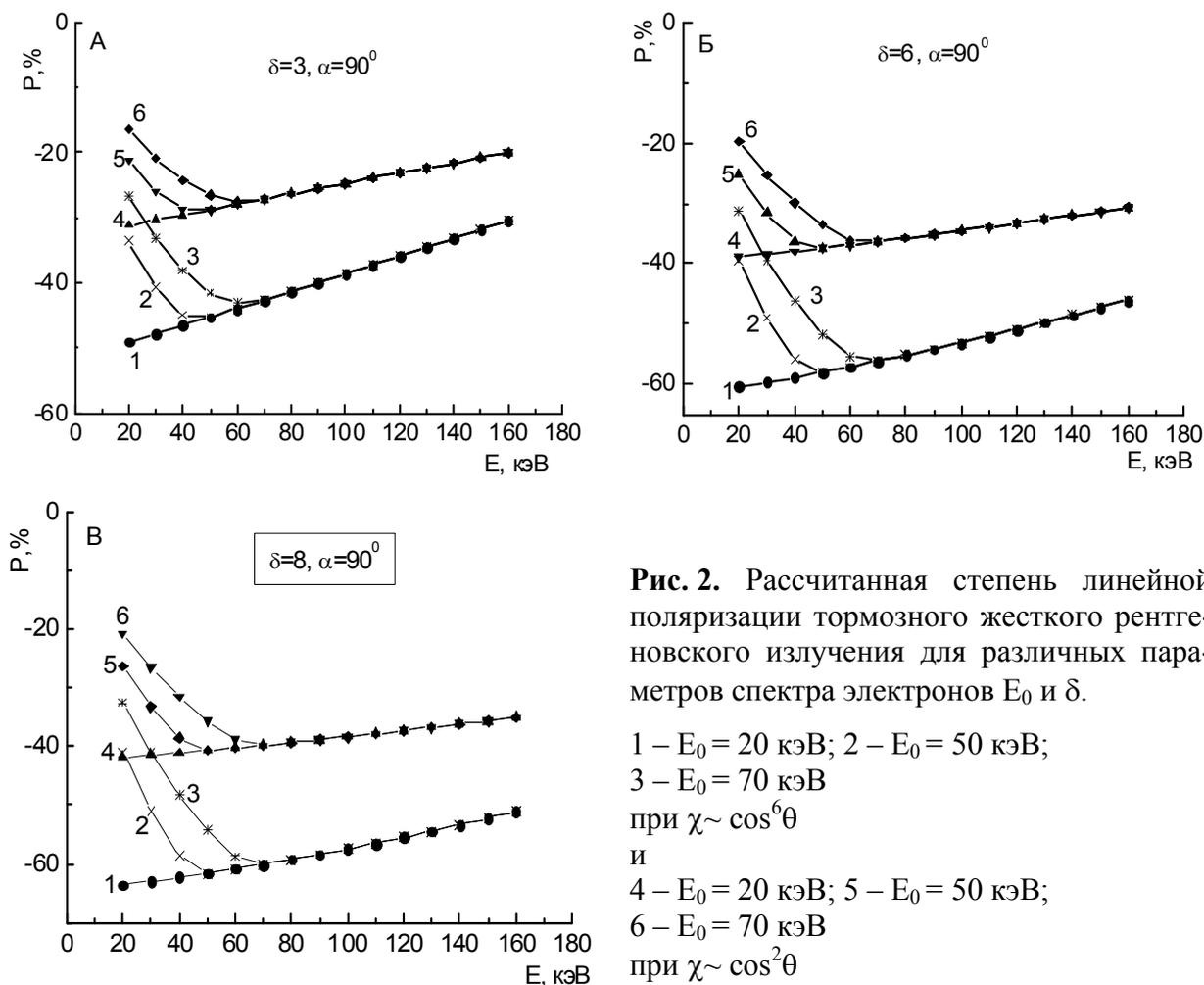


Рис. 2. Рассчитанная степень линейной поляризации тормозного жесткого рентгеновского излучения для различных параметров спектра электронов E_0 и δ .

1 – $E_0 = 20$ кэВ; 2 – $E_0 = 50$ кэВ;
 3 – $E_0 = 70$ кэВ
 при $\chi \sim \cos^6 \theta$
 и
 4 – $E_0 = 20$ кэВ; 5 – $E_0 = 50$ кэВ;
 6 – $E_0 = 70$ кэВ
 при $\chi \sim \cos^2 \theta$

Литература

1. Zharkova V.V., Gordovskyy M. // *Astrophysical Journal*, 2006, v. 651, P. 553.
2. Zarkova V.V. et al. // *Astronomy & Astrophysics*, 2010, V. 512, A8.
3. Melnikov V.F. et al. // *Geomagn. and Aeronomy*, 2013, v.53(7), p. 863.
4. Charikov Yu.E. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, V. 52, P. 1021.
5. Piana M. et al. // *Astrophysical Journal*, 2003, V. 595, L127.
6. Моторина Г.Г. и др. // *Журнал технической физики*, 2012, Т. 82(12), С. 11.
7. Моторина Г.Г. и др. // *Журнал технической физики*, 2016, Т. 82(4), С. 47.
8. Kontar E.P. et al. // *Solar Physics*, 2008, V. 252, P. 139.
9. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы – М.: Атомиздат, 1971. – 424 с.
10. Bai T. and Ramaty R. // *Astrophysical J.*, 1978, V. 219, P. 705.
11. Gluckstern R.L., Hull M.H. // *Physical Review*, 1953, V. 90(6), P. 1030.
12. Charikov Yu.E. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, V. 52, P. 1021.

СВЯЗЬ МЕЖДУ СКОРОСТЬЮ УВЕЛИЧЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОТОКА И ДРУГИМИ ПАРАМЕТРАМИ ВСПЛЫВАЮЩЕЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Куценко А.С.¹, Абраменко В.И.¹, Певцов А.А.²

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

²*Национальная солнечная обсерватория, Боулдер, Колорадо, США*

THE RELATIONSHIP BETWEEN THE FLUX EMERGENCE RATE AND OTHER CHARACTERISTICS OF EMERGING ACTIVE REGIONS

Kutsenko A.S.¹, Abramenko V.I.¹, Pevtsov A.A.²

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

²*National Solar Observatory, Boulder, Colorado, USA*

We use 8-year-long SDO/HMI observations to analyze the flux emergence rate of active regions (ARs). In particular, we intend to observationally support the relationship between the flux emergence rate of AR and its averaged twist. All in all, data on 423 emerging ARs were involved in the analysis. We confirmed that the flux emergence rates versus peak fluxes relationship is distributed by a power law with the power law index close to the theoretically predicted value of 0.5. Although there is no obvious correlation between the flux emergence rate and the averaged twist of AR, our results suggest that the averaged twist sets the lower boundary for the emergence rate: more twisted ARs will emerge faster.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-267-270

Введение

Общепринято, что активные области (АО) на Солнце возникают вследствие всплытия на поверхность и далее в корону магнитных жгутов. Магнитные жгуты формируются глобальным динамо в конвективной зоне, однако точные детали этого механизма до сих пор вызывают споры. Поскольку процессы внутри Солнца недоступны для прямых наблюдений, наши знания о них формируются на основе моделей, которые описывают наблюдаемые на поверхности проявления глобального динамо. Именно в момент всплытия магнитный жгут может нести на себе отпечаток тех механизмов, которые были вовлечены в процесс его формирования.

Всплытие магнитных жгутов и формирование АО активно изучается с теоретической стороны. Нельзя не отметить работу [1], в которой проводилось магнитогидродинамическое моделирование всплытия АО из глубины конвективной зоны на поверхность Солнце. Полученные авторами магнитограммы АО имеют прекрасное визуальное сходство с реально наблюдаемыми магнитограммами.

Также немало внимания уделяется анализу наблюдений всплывающих АО. В ряде работ показано, что скорость увеличения магнитного потока

$R = \partial\Phi/\partial t$ и максимальный магнитный поток АО Φ_{\max} связаны степенным законом

$$R = C\Phi_{\max}^k, \quad (1)$$

где C – некая константа. Разные авторы получают различные значения показателя экспоненты k в выражении (1). Так, Оцудзи и др. [2] при анализе 110 всплывающих АО получили значение $k = 0.57$, в то время как их упрощенная теоретическая модель предсказывала значение $k = 0.5$. Подобные анализы, выполненные Абраменко и др. [3] и Нортон и др. [4], привели к значениям $k = 0.69$ и $k = 0.36$, соответственно. Кроме того, Абраменко и др. [3] показали, что скорость увеличения потока для АО с близким значением Φ_{\max} может значительно отличаться.

В данной работе мы определяем значение показателя экспоненты k на статистически большой выборке АО. Также мы хотим установить влияние твиста АО на скорость увеличения магнитного потока. Теоретические модели, например [5, 6], предсказывают сильную связь между этими двумя величинами.

Данные и методы

Для данного анализа мы использовали наблюдения инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) космической обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO). Всплывающие АО выделялись на магнитограммах продольного поля полного диска и отслеживались в пределах $\pm 60^\circ$ от центрального меридиана. Для каждой АО рассчитывался ряд параметров, таких как максимальный магнитный поток, Φ_{\max} , тилт АО, θ , и расстояние между средневзвешенными центрами противоположных полярностей АО, d , в момент достижения Φ_{\max} . Средняя скорость увеличения магнитного потока определялась как $R_{av} = \Phi_{\max}/\Delta t$, где Δt – интервал, в течение которого наблюдалось увеличение магнитного потока АО.

Для расчета твиста АО мы применили подход, предложенный авторами работы [7]. Средний по АО твист, α_{av} , определялся с помощью выражения

$$\alpha_{av} = \frac{\sum j_z(x,y)B_z(x,y)}{\sum B_z^2(x,y)}, \quad (2)$$

где j_z и B_z – вертикальные компоненты плотности электрического тока и магнитного поля, соответственно. Для расчета электрического тока использовались наблюдения полного вектора магнитного поля АО в форме SHARP [8]. Суммирование в выражении (2) проводилось только по пикселям, величина магнитного поля в которых превышала 300 Мкс см^{-1} .

Результаты

В общей сложности, в данной работе мы обнаружили 423 АО, которые всплывали на видимом диске Солнца в период с 2010 по 2017 гг. Мак-

симильные магнитные потоки наблюдавшихся АО находятся в интервале $(0.36\text{--}25.3) \cdot 10^{21}$ Мкс.

Результаты расчетов некоторых параметров АО от Φ_{\max} показаны на рис. 1. Как видно из рис. 1а, зависимость скорости увеличения магнитного потока R_{av} и Φ_{\max} хорошо описывается степенным законом, линейная аппроксимация распределения в двойном логарифмическом масштабе приводит к значению $\kappa = 0.48 \pm 0.02$, что хорошо согласуется с теоретическим значением, полученным в [2].

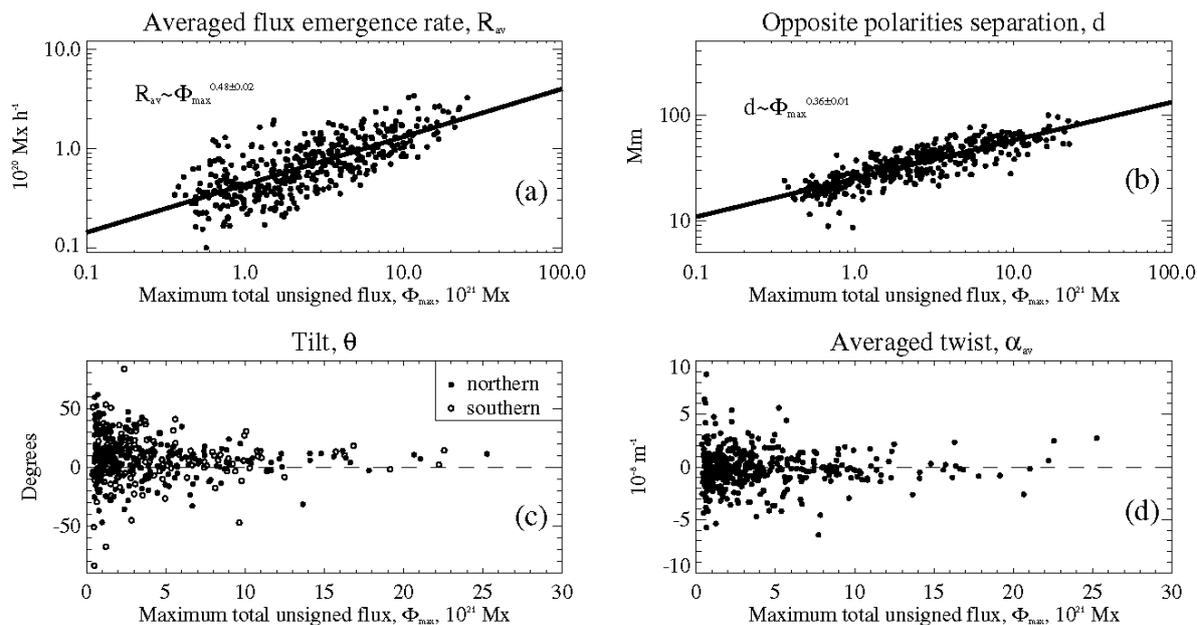


Рис. 1.

Расстояние между центрами противоположных полярностей в АО также связано степенным законом с Φ_{\max} (рис. 1b), показатель экспоненты в этом случае равен 0.36 ± 0.01 . Это значение больше, чем полученное в анализе [2], однако мы связываем это с разными методиками измерений величины d .

Распределение тилта АО в зависимости от Φ_{\max} показано на рис. 1с. Как видно, к моменту достижения максимального потока, всплывающие АО уже показывают тилт, который согласуется с законом Джоя: ведущие полярности в АО имеют тенденцию располагаться ближе к экватору, чем хвостовые. Интересно, что распределение на рис 1с сходно с аналогичным распределением в работе Илларионова и др. [9]: авторы показали, что более слабые АО показывают больший разброс тилта по сравнению с сильными группами.

Зависимость между твистом и Φ_{\max} для всей выборки АО показана на рис. 1d. Как видно, нет прямой связи между этими двумя величинами, т.е. твист АО не коррелирует с максимальным магнитным потоком АО, Φ_{\max} . В то же время, как указано выше, скорость увеличения потока прямо

зависит от Φ_{\max} . Для установления возможной связи между R_{av} и α_{av} одновременно для сильных и слабых АО, мы ввели нормированную скорость всплытия, равную $R_n = R_{av}/\Phi_{\max}^{0.5}$. Распределение R_n versus α_{av} показана на левой панели рис. 2. Визуально невозможно установить прямую связь между параметрами, тем не менее, линейная аппроксимация распределения (черная прямая) показывает, что с увеличением α_{av} увеличивается R_n . Чтобы уменьшить влияние шумов измерений, мы построили аналогичное распределение только для сильных АО с магнитным потоком $\Phi_{\max} > 5 \cdot 10^{21}$ Мкс (правая панель рис. 2). Как видно, в этом случае, практически все точки лежат выше пунктирной кривой.

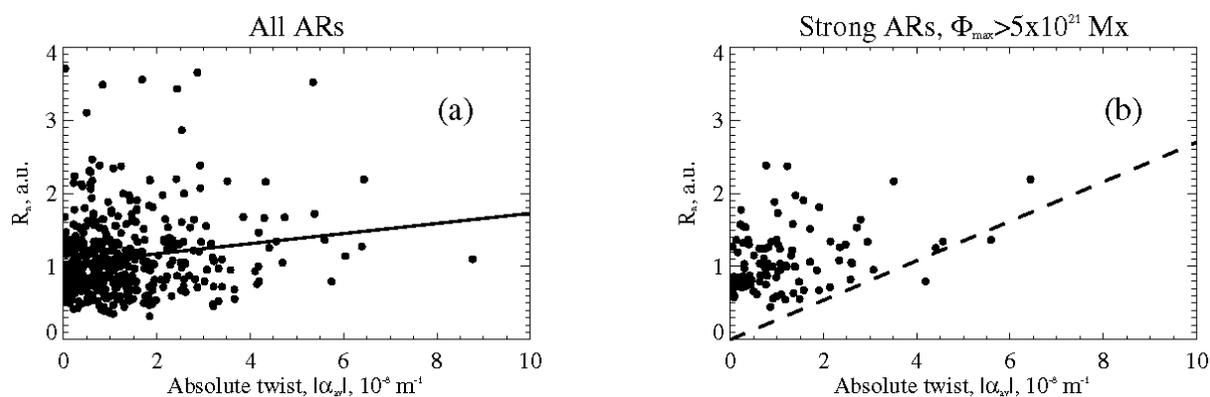


Рис. 2.

Выводы

Скорость увеличения магнитного потока и максимальный магнитный поток связаны степенным законом с показателем экспоненты $\kappa = 0.48$, что хорошо согласуется с теоретическими предсказаниями. В то же время, твист активной области устанавливает только нижнюю границу для скорости увеличения потока.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 17-02-00049.

Литература

1. Chen F., Rempel M., Fan Y. // *ApJ*, 2017, 846, 149.
2. Otsuji K., Kitai R., Ichimoto K., Shibata K. // *PASJ*, 2011, 63, 1047.
3. Abramenko V.I., Kutsenko A.S., Tikhonova O.I., Yurchyshyn V.B. // *Sol. Phys.*, 2017, 292, 48.
4. Norton A.A., Jones E.H., Linton M.G., Leake, J.E. // *ApJ*, 2017, 842, 3.
5. Magara T. // *ApJ*, 2001, 549, 608.
6. Murray M.J., Hood A. W., Moreno-Insertis F., Galsgaard K., Archontis V. // *A&A*, 2006, 460, 909.
7. Hagino M., Sakurai T. // *PASJ*, 2004, 56, 831.
8. Bobra M.G., Sun X., Hoeksema J.T., et al. // *Sol. Phys.*, 2014, 289, 3549.
9. Illarionov E., Tlatov A., Sokoloff D. // *Sol. Phys.*, 2015, 290, 351.

ВКЛАД КРЫМСКИХ УЧЕНЫХ В ИССЛЕДОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

Малашук В.М., Андреева О.А.

*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия
olga@craocrimea.ru*

CONTRIBUTION OF CRIMEAN SCIENTISTS TO THE RESEARCH OF CORONAL HOLES

Malaschuk V.M., Andreeva O.A.

*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia
olga@craocrimea.ru*

The paper sheds light on the stages and tasks of the scientific activity of researchers at the Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) on studying coronal holes (CHs) and their relation to the surrounding solar formations. Emphasis is put on works of Crimean researchers, whereas exploring CHs is one of important directions in the study of physical processes on the Sun at CrAO. It began in the late 90s of the past century by putting into operation Universal Spectrophotometer at the Tower Solar Telescope TST-2 and continues up to the present time. The paper gives a historical overview on exploring CHs, as well as basic results on the study of CHs derived by researchers of CrAO.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-271-274

Корональные дыры (КД) – это крупномасштабные образования в солнечной короне с открытой конфигурацией магнитных силовых линий, расположенные в униполярных ячейках фоновых магнитных полей. В КД плотность плазмы и температура понижены. Основная особенность КД состоит в том, что они являются источниками высокоскоростного солнечного ветра, влияющего на межпланетное пространство и на гелиосферу Земли. Обнаружение и изучение характеристик этих областей важно как для проверки теорий их формирования и эволюции, так и с точки зрения космической погоды.

Корональные дыры – образования, имеющую самую короткую историю исследования в солнечной физике. Впервые КД были описаны Вальдмайером в конце 50-х годов, когда он отметил области с пониженной яркостью на изображениях солнечной короны, полученные в видимом свете на коронографе в Швейцарской федеральной обсерватории в Цюрихе. В 1960–70 гг. были получены ультрафиолетовые и рентгеновские изображения диска Солнца с космических телескопов OSO, которые подтвердили существование КД. В это же время Хансен установил периодичность появления КД.

Систематическое изучение КД началось в 1973–1974 гг., когда были получены подробные данные в рамках космической миссии “Skylab”. Ко-

личество и качество космических наблюдений КД увеличивается с каждым годом. С начала 90-х годов были получены наблюдения со спутников серии YONKON, SOHO, TRACE, КОРОНАС-Ф, SDO.

С Земли КД наблюдаются обычно только в линии He I 10830Å (HeI), которая образуется в верхней хромосфере на высоте около 2000–3000 км и возбуждается ультрафиолетовым излучением. КД в этой линии оказываются более яркими, чем окружающая корона. Начиная с 1974 г., КД в линии HeI наблюдаются наземными телескопами обсерватории Китт Пик (NSO, USA). В Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) регулярные наблюдения в линии HeI начались в 1999 году и продолжаются до настоящего времени.

Исследование корональных дыр в КрАО

Исследование КД – одно из важных направлений изучения физических процессов на Солнце в КрАО. В 80-х годах прошлого столетия в КрАО под руководством Н.Н. Степанян (рис. 1) были начаты работы по подготовке технических возможностей и программного обеспечения для наблюдений КД. Наталья Николаевна была идейным и научным руководителем практически всех работ, связанных с изучением КД в КрАО. Под ее руководством была разработана система проведения наблюдений в линии HeI и их обработки. Организован ежедневный мониторинг и оперативное представление данных наблюдений в INTERNET, созданы обширные базы данных. Это позволило КрАО участвовать в национальных и международных программах наблюдений "Служба Солнца", "SpaceWeather" и использовать наши данные наблюдений в комплексных исследованиях КД совместно с данными космических инструментов.



Рис. 1. Наталья Николаевна Степанян.



Рис. 2. Целостатная установка БСТ-2.

За период с конца 80-х годов прошлого века до настоящего времени сотрудниками КрАО выполнено более 30 работ по данной тематике. Со списком публикаций по КД можно ознакомиться по ссылке <https://cloud.mail.ru/public/KtzL/H52dPWUpG>. Под руководством Н.Н. Сте-

панян Е.В. Маланушенко защищена диссертация «Исследование атмосферы Солнца в области корональных дыр». Практически во всех работах использованы данные наблюдений полученные на БСТ-2.

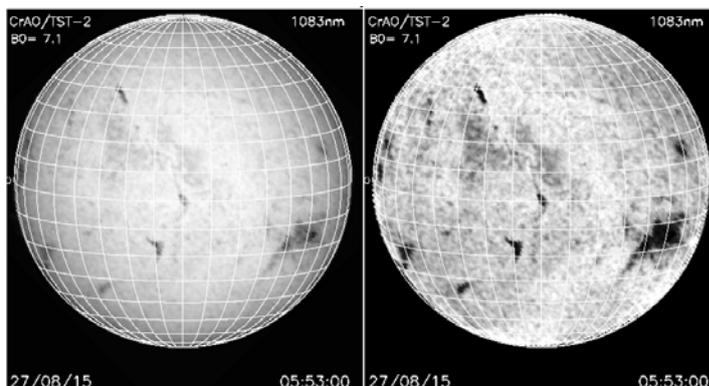


Рис. 3. Изображения Солнца в линии He I 10830 Å, полученное на телескопе БСТ-2. Слева – необработанное изображение, справа – с учетом потемнения к краю.

Наблюдения КД в КрАО проводятся на башенном солнечном телескопе БСТ-2 (рис. 2) с дифракционным спектрографом и Универсальным спектрофотометром. В качестве приемного устройства на выходе спектрографа используется фотоумножитель ФЭУ-83 или ПЗС-камера. Достаточно высокая чувствительность этих приемников позволяет применять УСФ для исследования Солнца в близкой инфракрасной области, в частности, в линии He I. Сервисные программы позволяют в течение нескольких минут учесть потемнение к краю и проанализировать изображение для выявления КД. Наблюдения в линии He I проводятся регулярно с 1999 года и оперативно выставляются на сайте КрАО <http://solar.craocrimea.ru/rus/observations.htm>

Некоторые результаты исследований КД в КрАО

- ✓ Анализ кинематических характеристик КД и ФМП свидетельствует о разной природе и о разной глубине источников ФП и КД. Н.Н. Степанян.
- ✓ Выполнена серия работ по совместным наземным (КрАО) и космическим наблюдениям (КОРОНАС-Ф). Определена структура магнитных полей от фотосферы до короны. Изучена связь солнечного ветра со структурными образованиями на Солнце. (КрАО, ИСЗФ, ИЗМИРАН, ФИАН)
- ✓ Исследование эволюции и характера вращения крупномасштабных фоновых магнитных полей и корональных дыр на Солнце показало, что фоновые магнитные поля – не остатки распавшихся активных областей, а самостоятельное явление. Источник магнитных полей корональных дыр расположен гораздо глубже источника фоновых полей. Н.Н. Степанян, О.А. Андреева, Я.И. Зельк.
- ✓ Открыты новые структурные образования на Солнце – магнитоизолирующие комплексы солнечных образований (МИКСО). Н.Н. Степанян, В.М. Малащук

✓ В рамках серии совместных работ с ИСЗФ изучена связь крупномасштабных магнитных полей на Солнце от фотосферы до поверхности источника с магнитными полями активных областей, вспышек, волокон и корональных дыр. Показана аномальность 24-го цикла солнечной активности. Н.Н. Степанян, З.С. Ахтемов, О.А. Андреева, В.М. Малащук, Н.И. Штерцер, В.А. Перебейнос.

✓ Анализ временных изменений магнитного поля на высотах от фотосферы до 2.5 радиуса Солнца свидетельствует о различной природе крупномасштабного магнитного поля в приэкваториальной и в полярных областях солнечной атмосферы. КрАО: Н.Н. Степанян, З.С. Ахтемов, О.А. Андреева, ИСЗФ.

✓ Выполнена серия работ по исследованию эволюции и влиянию на околоземное пространство долгоживущей гигантской КД (ГКД) 2015–2017 гг. Исследованы физические условия в ГКД и ряд ее эволюционных характеристик. Результаты анализа изменений скорости вращения, площади, интенсивности, напряженности МП и магнитного потока использованы далее для сопоставления с параметрами солнечного ветра и дальнейшего изучения влияния ГКД на околоземную космическую погоду. О.А. Андреева, В.М. Малащук, З.С. Ахтемов, Ю.Т. Цап, О.С. Гопасюк, Э.А. Барановский, В.А. Перебейнос, Н.И. Штерцер, А.В. Борисенко, Р.К. Жигалкин

За почти 40-летний период исследования КД в КрАО удалось создать и модернизировать систему наблюдений на телескопе БСТ-2. На основании наблюдений, полученных в оптическом и ИК диапазонах на телескопе БСТ-2, и данных, полученных в других экспериментах, проведено всестороннее исследование КД в атмосфере Солнца. Изучение характеристик КД в КрАО привело к обнаружению ряда особенностей КД в атмосфере Солнца. Выявлены отличия структуры КД на разных высотах, рассмотрены динамические характеристики и физические параметры атмосферы, ситуации образования и разрушения КД. Полученные результаты позволили дополнить морфологическую модель КД и сделать ряд предположений об их природе и эволюции.

То обстоятельство, что корональные дыры являются источниками высокоскоростного солнечного ветра, воздействующего на магнитосферу Земли, обуславливает практическую значимость наших исследований. Результаты исследования КД могут быть широко использованы в области создания методов прогноза эволюции солнечных образований, а также прогнозирования космической погоды, имеющей большое значение для человека, техно- и биосферы Земли.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 17-42-92017.

НАКОПЛЕНИЕ И ВЫДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПО ДАННЫМ МНОГОВОЛНОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

**Мельников В.Ф.¹, Бакунина И.А.², Моргачев А.С.^{1,3},
Кузнецов С.А.¹, Шаин А.В.¹**

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

³Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия

ENERGY ACCUMULATION AND RELEASE IN THE ACTIVE REGION FROM MULTI-WAVELENGTH OBSERVATIONS WITH HIGH SPATIAL RESOLUTION

**Melnikov V.F.¹, Bakunina I.A.², Morgachev A.S.^{1,3},
Kuznetsov S.A.¹, Shain A.V.¹**

¹Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

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

³Lobachevsky University, Nizhny Novgorod, Russia

In this paper, we describe the spatial structure and time characteristics of the microwave emission of active region AR 12673 during the rapid changes in the magnetic flux on September 4, 2017 using Nobeyama Radioheliograph observations. It is shown that the microwave emission of the active region exhibits extremely dynamic behavior of its spatial brightness distribution as well as a very non-stationary, impulsive, emission from the specific position where M1.2 class flare happens later. It is shown from comparison of microwave and EUV maps that the strong non-stationary microwave flare happens at the position where a system of intersecting compact EUV loops appears.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-275-278

В сентябре 2017 г. активная область (АО) NOAA 12673 эволюционировала от разрушающегося пятна северной магнитной полярности до самой активной АО 24-го цикла солнечной активности. С 4-го по 10 сентября она произвела 52 вспышки рентгеновского класса C, M и X, в том числе 4 вспышки класса выше GOES X1 (включая вспышку X9.3 06 сентября 2017 года и событие X8.2 на лимбе 10 сентября) и 8 вспышек класса выше GOES M3. Её высокая вспыхивающая активность связана со всплытием нового магнитного потока. Всплытие магнитного потока началось 3 сентября к юго-востоку от старого пятна (остатка от AR 12665 и 12670) и продолжалось вплоть до захода АО за край лимба 10 сентября (см., например, Verma 2018, и др.). При этом наблюдалось вращение против часовой стрелки основных пятен группы, образования шировых сдвигов между пятнами и образование S-образной структуры. Кроме того, обнаружено существование

магнитных жгутов между главными солнечными пятнами до начала каждой из перечисленных больших вспышек.

Микроволновое излучение является очень чувствительным индикатором изменения параметров активной области (концентрации нетепловых электронов, температуры и плотности плазмы, напряженности и пространственной структуры магнитного поля). Поэтому использование его наблюдаемых характеристик для диагностики процессов, происходящих перед

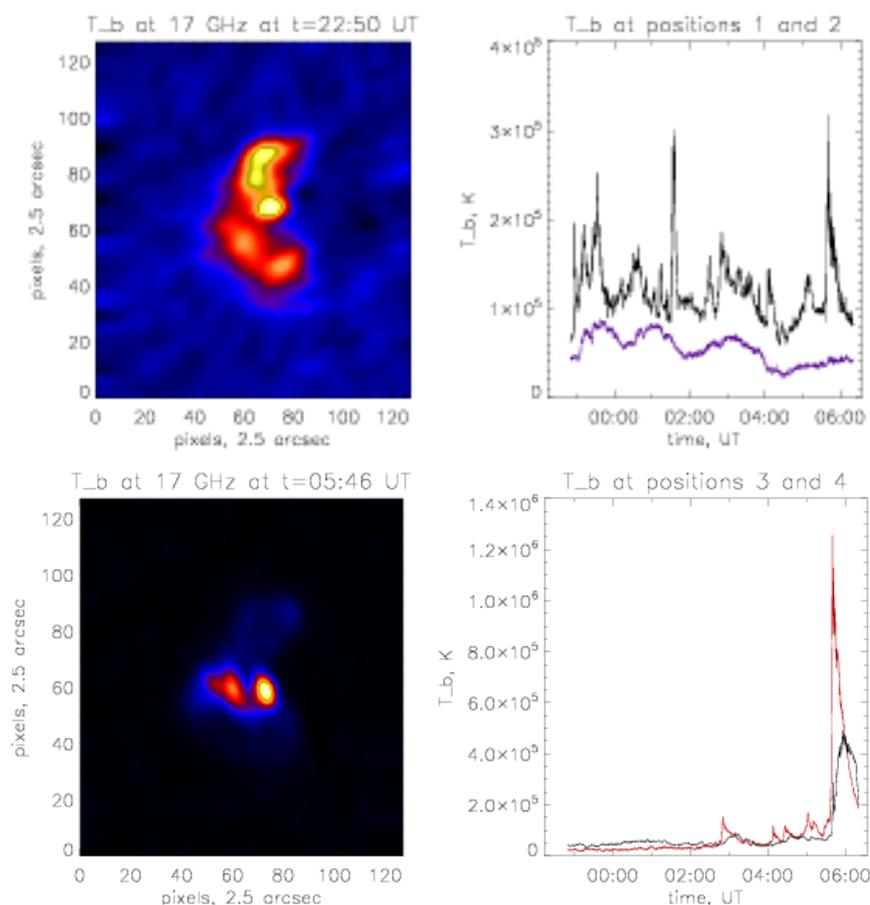


Рис. 1.

вспышками и корональными выбросами массы (КВМ) представляется очень перспективным. К настоящему времени нет публикаций с анализом развития АО 12673 в микроволновом диапазоне с пространственным разрешением. Цель данной работы – выяснить характер изменений в пространственной структуре и в других параметрах микроволнового излучения АО 12673, происходящих в период быстрых изменений магнитного потока в интервале нескольких часов перед вспышкой класса M1.2 (05:36) 4 сентября 2017 г.

Анализ развития АО по наблюдениям 4 сентября 2017 г.

Анализ выполнен на основе радиокарт Солнца, полученных на радиогелиографе Нобейма (NoRH) на частоте 17 ГГц с двумерным простран-

ственным разрешением 10"–15", с временным интервалом между изображениями 10 сек и временем усреднения 10 сек.

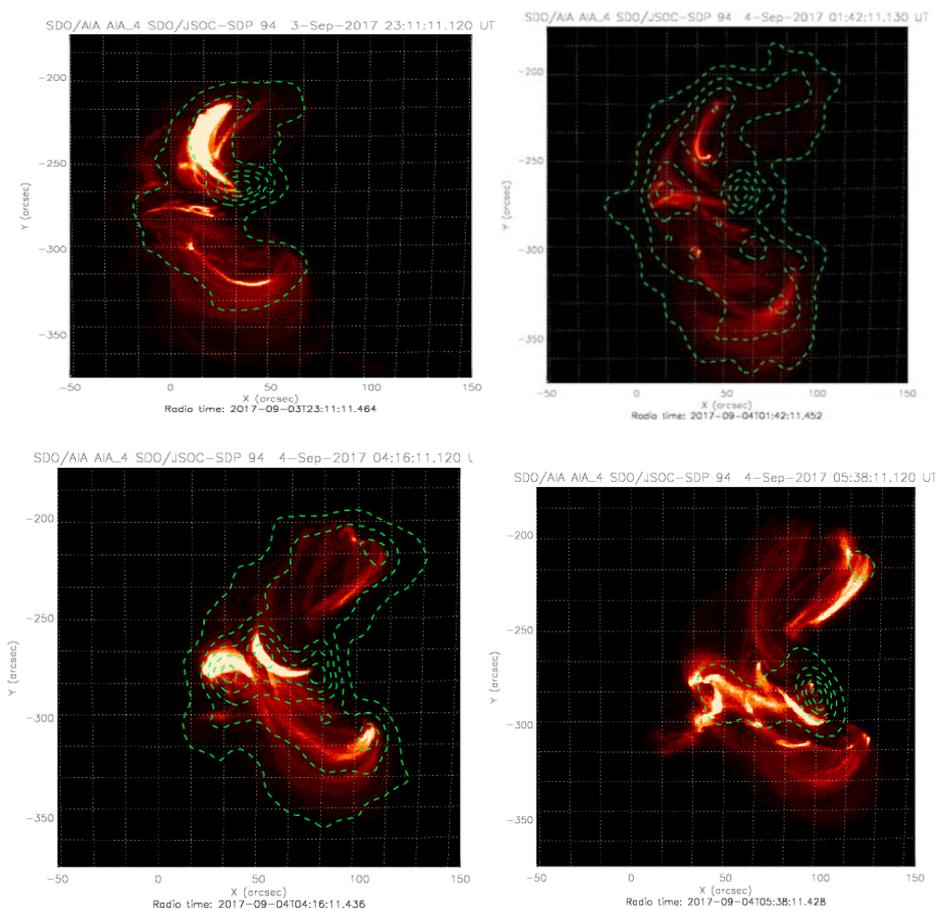


Рис. 2.

Период наблюдений на радиогелиографе Нобеяма пришелся на интервал в несколько часов перед вспышкой класса M1.2 (05:36) 4 сентября 2017 г. В течение всего этого времени пространственное распределение радиояркости кардинально изменяется от двух почти параллельных петлеобразных структур, вытянутых в направлении «север-юг» (рис. 1, верхняя панель) с положительной поляризацией южных оснований и отрицательной – северных оснований в начале наблюдений (22:50 UT), до появления за ~2.5 часа до начала вспышки яркой петлеобразной структуры, вытянутой в направлении «восток-запад» (рис. 1, нижняя панель). Эта поперечная структура в дальнейшем продолжала усиливаться и стала источником относительно мощного микроволнового излучения вспышки рентгеновского класса M 1.2 (05:36). Наиболее вероятными причинами такого перераспределения радиояркости являются перестройка пространственной структуры магнитного поля активной области перед вспышкой либо активация других (ортогональных) магнитных трубок с возможным ускорением электронов в них.

В этой связи представляется интересным то, что излучение из южной части петлеобразной структуры, вытянутой в направлении «север-юг», демонстрирует высокую степень нестационарности яркости в течение 6.5 часов (рис. 1, верхняя панель), тогда как излучение из её центральной и северной частей имеет существенно более плавный временной профиль без резких импульсов излучения, характерных для южной части этой структуры. Возникшая впоследствии поперечная структура демонстрирует нестационарность яркости излучения из обеих её частей (западной и восточной), однако её временные профили также плохо коррелируют друг с другом (рис. 1, нижняя панель).

Непохожесть временных профилей из разных частей петлеобразных структур позволяет предположить, что каждая из этих структур на самом деле состоит из двух или более изолированных компактных магнитных петель, в которых идет независимое энерговыделение или ускорение излучающих электронов. Для проверки этого предположения дополнительно привлечены данные наблюдений AIA/SDO в КУФ диапазоне с более высоким пространственным разрешением (1.5"), чем обеспечивает радиогелиограф Нобейма (17"). Важно, что КУФ излучение в «горячих» линиях 94 А и 131 А отражает наличие высокотемпературной плазмы ($T = 6$ млн К и $T = 20$ млн К).

На рис. 2 показаны карты яркости КУФ излучения с наложенными на них контурами микроволновой яркости на 17 ГГц для четырех различных моментов времени. В начале наблюдений (23:11 UT, левая верхняя панель рис. 2) в КУФ четко видны три системы петель (возможно, скрученных магнитных жгутов). В целом они совпадают со структурой источников, видимых на радиогелиографе Нобейма (кроме горизонтальной). Позднее, в 01:42 UT (правая верхняя панель рис. 2), становится видно, что петлеобразная структура, вытянутая в направлении «север-юг» распадается на две хорошо различимых петли. Одна из них хорошо совпадает с северной частью радиоисточника, вторая – с южной. Аналогичное подтверждение нашего предположения реализуется и для поперечной петлеобразной структуры, вытянутой в направлении «восток-запад». Действительно, на нижних левой и правой панелях видно, что к моменту 04:16 UT поперечная структура в ультрафиолете распадается на две ярких компактных петли, а к моменту 05:38 UT на правой панели видно как минимум четыре пересекающихся между собой ярких компактных петли.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ № № 18–02–00856, 17-52-80064 и РНФ 16-12-10448.

Литература

1. *Verma M.* // *Astronomy & Astrophysics*, 2018, V. 612, A101
2. *Hou Y.J., Zhang J., Li T. et al.* // 2018, arXiv:1808.06795 [astro-ph.SR]

ИССЛЕДОВАНИЕ ВАРИАЦИЙ ПОТОКА МЮОНОВ ПО ДАННЫМ МЮОННОГО ГОДОСКОПА УРАГАН НА РАЗНЫХ ФАЗАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Мельникова И.А., Астапов И.И., Осетрова Н.В., Шутенко В.В.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

STUDY OF VARIATIONS OF MUON FLUX ACCORDING TO MUON HODOSCOPE URAGAN DATA AT DIFFERENT PHASES OF SOLAR ACTIVITY

Melnikova I.A., Astapov I.I., Osetrova N.V., Shutenko V.V.

*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute),
Moscow, Russia*

The paper presents the results of the analysis of data of the muon hodoscope URAGAN over the period from 2007 to 2017, which covers both the minimum and maximum of solar activity. The OMNI2 database was used for selection geomagnetic disturbance intervals. The correlation dependences between the parameters of perturbations of the heliosphere and the magnetosphere with the characteristics of the local anisotropy of the muon flux at different phases of solar activity are given.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-279-282

Распространение потока космических лучей в гелиосфере зависит от характеристик потока солнечной плазмы. Регистрация потока мюонов на поверхности Земли одновременно с различных направлений мюонным годоскопом (МГ) УРАГАН [1] позволяет проводить пространственно-угловые измерения модуляций космических лучей в околоземном пространстве и изучать динамику изменения потока мюонов в широком диапазоне зенитных и азимутальных углов, что, в свою очередь, дает возможность изучать анизотропию потока мюонов, вызванную возмущениями межпланетного магнитного поля. В работе анализируются корреляции между параметрами возмущений гелиосферы и магнитосферы с характеристиками локальной анизотропии потока мюонов по данным мюонного годоскопа на разных фазах солнечной активности за период с 2007 по 2017 гг.

При анализе угловых вариаций потока мюонов рассматриваются изменения, связанные с деформацией углового распределения и, соответственно, матриц-мюонографий, которые дают информацию о локальной анизотропии космических лучей. Локальная анизотропия углового распределения потока мюонов может быть описана с помощью вектора – суммы единичных векторов реконструированных треков отдельных мюонов, нормированной на их число. Вектор локальной анизотропии указывает среднее направление прихода мюонов за выбранный промежуток времени.

Проекция вектора анизотропии в локальной системе координат рассчитываются по формулам [2]:

$$A_X = \frac{1}{N} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M_a \cdot \cos \varphi \cdot \sin \theta, \quad A_Y = \frac{1}{N} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M_a \cdot \sin \varphi \cdot \sin \theta, \quad A_Z = \frac{1}{N^{cor}} \sum_{\theta} \sum_{\varphi} M_a^{cor} \cdot \cos \theta,$$

$$A_S = A_X \cos \varphi_0 + A_Y \sin \varphi_0, \quad A_E = -A_X \sin \varphi_0 + A_Y \cos \varphi_0, \quad A = \sqrt{A_S^2 + A_E^2 + A_Z^2}$$

Для параметров локальной анизотропии r_S, r_E, r_h в зависимости от года наблюдения проявляются вариации различного уровня, что можно связать с изменением солнечной активности. На рисунке 1 представлены среднегодовые отклонения темпа счета и проекций вектора локальной анизотропии в течение суток для 2007–2017 гг.: а – темп счета; б – A_Z ; в – A_S ; г – A_E . Первые результаты анализа долговременных вариаций потока мюонов по данным МГ УРАГАН за 2007-2011 гг. представлены в работе [3].

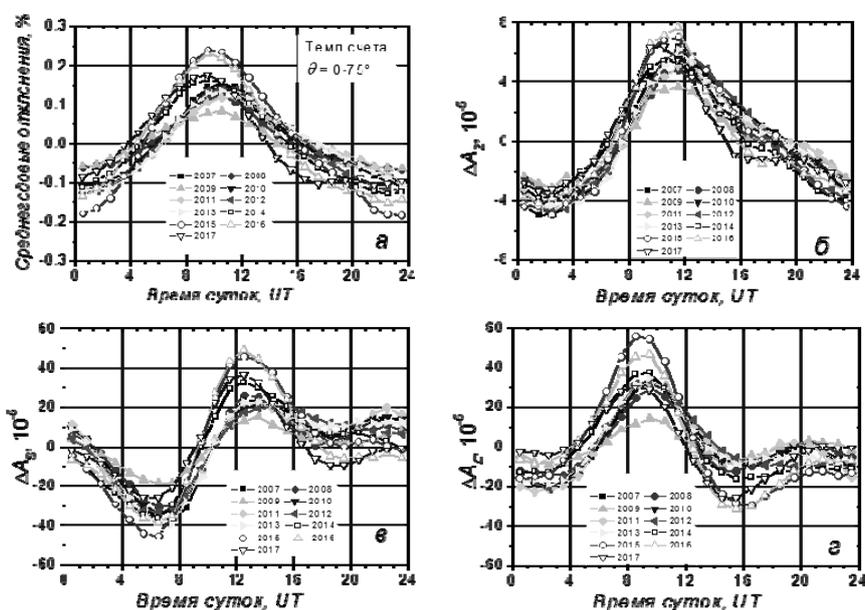


Рис. 1.

Из рисунка 1 видно, что суточные изменения темпа счета и A_Z подобны и синфазны в отличие от их годовых изменений, а характер суточных изменений A_E и A_S сильно отличается от вариаций темпа счета и A_Z . В 2009 году, соответствующему минимуму солнечной активности, отмечается уменьшение магнитуды суточных отклонений.

На рисунке 2 представлены корреляции среднегодовых суточных отклонений проекции A_S и A_E вектора локальной анизотропии (а) и среднегодовые отклонения проекций вектора локальной анизотропии r_h в течение суток за 2007–2017 гг. (б). Видно, что стабильная кольцеобразная форма корреляций среднегодовых суточных отклонений проекций A_S и A_E вектора локальной анизотропии сохраняется на протяжении 2007–2017 гг.

Для исследования связи параметров потока мюонов с параметрами межпланетной среды и околоземного пространства были проанализирова-

ны корреляции между характеристиками солнечной активности и различными характеристиками пространственно-углового распределения мюонов.

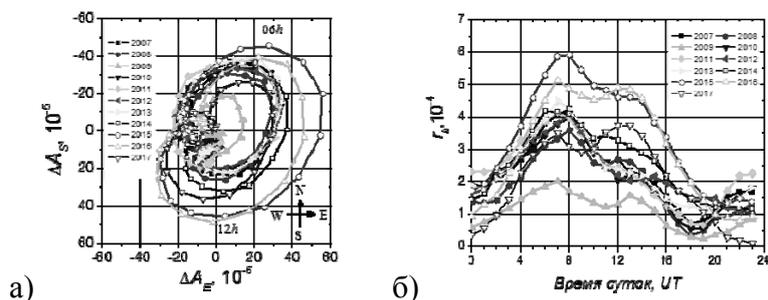


Рис. 2

На рисунке 3 сопоставлены усреднённые помесячно значения проекций локальной анизотропии A_S и A_E с количеством солнечных пятен в 2007–2017 гг. (а) и помесячные среднеквадратичные отклонения проекций вектора локальной анизотропии с солнечной активностью в 2007–2017 гг. (б).

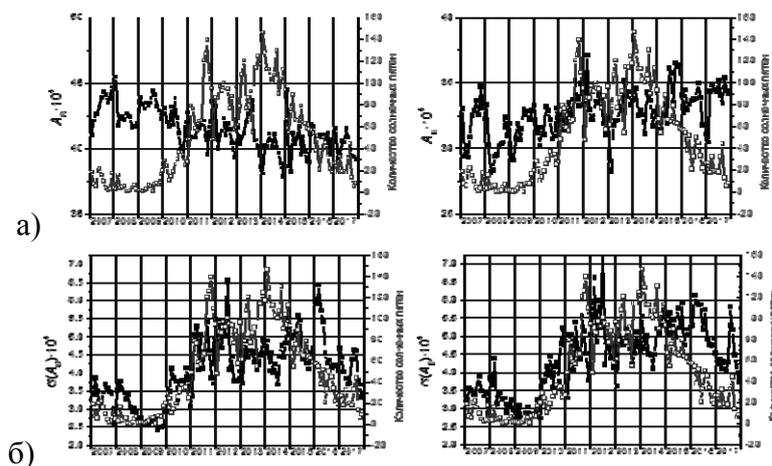


Рис. 3.

Из рисунка 3(а) видно, что прямой корреляции не наблюдается. Поэтому для дальнейшего анализа были рассмотрены не средние значения параметров анизотропии, а их среднеквадратичные отклонения. Как видно на рисунке 3(б), между среднеквадратичными отклонениями и количеством солнечных пятен прослеживается хорошая взаимосвязь, однако корреляция условна, так как формируется в результате различных процессов, включая возмущения солнечного ветра.

На рисунке 4(а) представлены корреляционные зависимости среднемесячных значений индукции межпланетного магнитного поля и скорости солнечного ветра со среднемесячными значениями параметрами r_h за 2007–2017 гг. Между r_h и B_t наблюдается прямая связь, коэффициент корреляции $R \approx 0.80$. Между среднемесячными значениями r_h и V_{sw} корреляция значи-

тельно меньше ($R \approx 0.33$). Также были построены корреляционные зависимости среднемесячных значений индукции ММП со среднемесячными значениями параметров $\sigma(r_S)$ и $\sigma(r_h)$ за 2007-2017 гг., коэффициенты корреляции соответственно $R \approx 0.81$ и 0.82 (рис.4б).

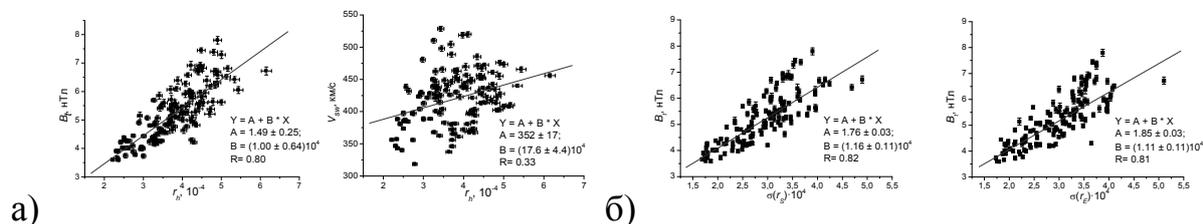


Рис. 4.

В ходе дальнейшего анализа были рассмотрены корреляции между среднемесячными значениями параметра r_h и индексами геомагнитной активности (Kp и Dst) и выявлено, что корреляции слабые (коэффициенты корреляций соответственно ≈ 0.66 и ≈ 0.49), но при этом достаточно выражены.

В результате проведенного анализа долговременных вариаций потока мюонов космических лучей, зарегистрированных мюонным годоскопом УРАГАН на поверхности Земли за 11-летний период работы установки с 2007 по 2017 гг., показано, что: в годы максимума солнечной активности суточные вариации локальной анизотропии потока мюонов космических лучей увеличиваются более чем в 2 раза по сравнению с периодом минимума активности Солнца; выявленные корреляции среднегодовых суточных отклонений проекций вектора локальной анизотропии A_S и A_E имеют циклическую форму. В результате сопоставления параметров локальной анизотропии потока мюонов с уровнем солнечной активности выявлены корреляции между горизонтальной проекцией вектора относительной анизотропии r_h и индукцией магнитного поля B_t (коэффициент корреляции ~ 0.80), а также Kp и Dst -индексами (коэффициенты корреляции ~ 0.66 и ~ 0.49 соответственно).

Регистрация мюонов в годоскопическом режиме позволяет с помощью одной установки исследовать не только интенсивность потока космических лучей, но и их локальную анизотропию, чувствительную к изменениям в гелиосфере, что позволяет проводить исследования возмущений в межпланетном пространстве с поверхности Земли.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД НИЯУ МИФИ при поддержке РФФИ (№18-32-00161 мол_а).

Литература

1. Н.С. Барбашина и др. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26.
2. I.I. Astapov et al. // Advances in Space Research. V. 56. I. 12. P. 2713.
3. В.В. Шутенко и др. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2013. Т. 53. № 5. С. 611.

СВОЙСТВА ТОКОВОГО СЛОЯ НАД ПУЧКОМ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

Мерзляков В.Л.

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

PROPERTY OF CURRENT SHEET ABOVE LOOP STRUCTURE

Merzlyakov V.L.

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

The system of coronal loops is believed to be fragmented cylindrical layer. It is shown that this layer is made by electric drift of coronal plasma. Over cylindrical layer magnetic X-peculiarity are existed. Along this X-peculiarity current sheet is formed by affect of vortical electric field. The current magnitude $10^9 - 10^{10}$ A and current section $\sim 10^4$ km² are obtained. The current sheet is destroyed by tearing instability. This instability changes the dynamic of plasma drift and cylindrical layer are fragmented to system of individual loops.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-283-286

Введение

Характерной структурой атмосферы над активной областью Солнца является пучок корональных петель. Для объяснения появления такой структуры предлагается механизм тепловой неустойчивости [1, 2]. Однако этот механизм имеет трудности согласования с наблюдательными фактами [3]. Автор полагает, что пучок петель есть следствие фрагментации плотного цилиндрического слоя [4]. Такой слой формируется, как было показано [4], при дрейфовом движении корональной плазмы над переменным во времени источником магнитного поля. Причина фрагментации плотного слоя рассматривается в данной работе.

Токковый слой

Формирование цилиндрического слоя происходит в растущем магнитном поле, где есть значимая октупольная гармоника (Q) и её рост совпадает со скоростью изменения дипольной гармоники (M) $\partial Q/\partial t \approx \partial M/\partial t$ [4]. В этом случае над цилиндрическим слоем существует устойчивая магнитная особенность X-типа. Конфигурация магнитного поля в окрестности X-особенности приведена на рис. 1 (сечение слоя), где стрелки дают направление поля, а их длина пропорциональна напряженности. Для получения числовой картины рис. 1 рассмотрим типичную ситуацию в активной области. Максимальная напряженность на уровне фотосферы 1 кГс,

высота пучка петель 30 тыс. км. Источник магнитного поля, очевидно, связан с супергрануляционной конвекцией, т.е. его эффективная глубина залегания ≈ 15 тыс. км. При указанных параметрах величины гармоник источника составляют $M \sim 10^{-3} R_{\text{sun}}^3$, $Q/M \approx 3 \cdot 10^{-3} R_{\text{sun}}^2$. Тогда распределение напряженности около X-особенности в виде изогаусс имеет вид рис. 2, отсчет вертикальной оси Z в км от уровня фотосферы, ось Y направлена поперек оси цилиндрического слоя (ось X).

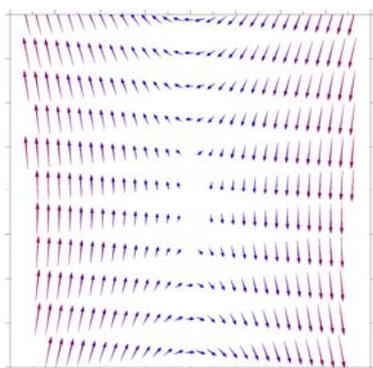


Рис. 1.

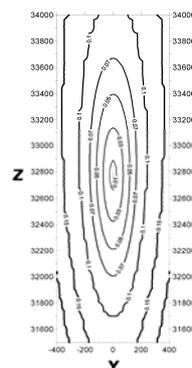


Рис. 2.

Проведенные ранее автором исследования показали, что в активной области Солнца имеется компонента октупольной гармоник Q_{\perp} , перпендикулярная дипольной. Оценки дали соотношения октупольных компонент $Q_{\perp}/Q \sim 0.1$, т.е. перпендикулярно плоскости рис. 2 существует магнитное поле ~ 0.1 Гс. И в пределах границы изогауссы ~ 0.01 Гс именно магнитное поле гармоник Q_{\perp} определяет магнитную конфигурацию в окрестности X-особенности. Вдоль этой особенности (в направлении оси X) действует вихревое электрическое поле $E_x \sim (\partial Q/\partial t + \partial M/\partial t)$. На рис. 3 показаны силовые линии компоненты Q_{\perp} от подфотосферного источника, которые в пределах указанной окрестности (отмечена пунктирными линиями) являются определяющими. Под действием электрического поля E_x вдоль этих силовых линий (рис. 3) ускоряются электроны и ионы, создавая

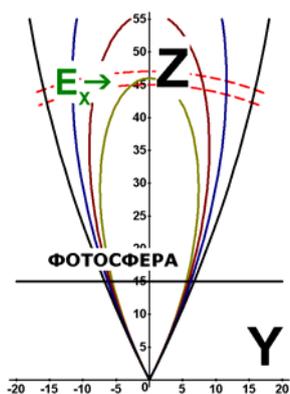


Рис. 3.

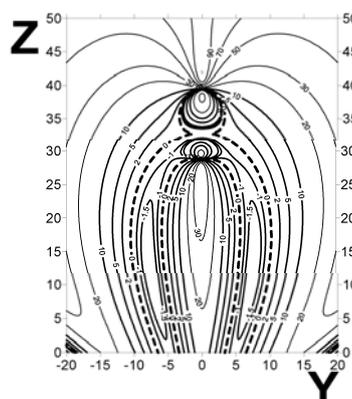


Рис. 4.

ток. Значит, в окрестности магнитной X-особенности в пределах границы изогauss 0.01 Гс сечением $S \approx 200 \text{ км} \times 50 \text{ км}$ (рис. 2) существует токовый слой.

Свойства токового слоя

Наличие тока над цилиндрическим слоем меняет магнитную конфигурацию в его окрестности (рис. 1). А это приводит к изменению динамики дрейфового перемещения плазмы. При отсутствии тока движение плазма над слоем направлено вверх. Присутствие тока создает нисходящие потоки над вершиной, их скорости и область распространения увеличиваются с силой тока. Наблюдения динамики плазмы над пучком корональных петель показывают наличие нисходящих потоков, которые на начальном этапе появления пучка достигают скоростей $\sim 10^2 \text{ км/с}$ [5, 6]. Такие скорости по модельным расчетам возможны при величине тока $J_x = 10^9 - 10^{10} \text{ А}$ (компонента по оси X). Распределение вертикальной компоненты скорости плазмы в случае тока $J_x = 5 \cdot 10^9 \text{ А}$ приведено на рис. 4 (сечение цилиндрического слоя), где пунктирной линией отмечены границы областей нисходящих потоков. Отметки изолиний скорости даны в км/с.

Имея оценку тока J_x , определим скорость тока электронов, которые являются основной токунесущей компонентой. Принимая электронную плотность в токовом слое $n_e = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ с учетом найденной оценки сечения $S \approx 10^4 \text{ км}^2$ (рис. 2), находим из соотношения $J_x = e \cdot n_e \cdot u_x \cdot S$ скорость тока $u_x \approx 10^6 \text{ см/с}$. Эта скорость оказалась небольшой по сравнению с тепловой $\approx 10^8 \text{ см/с}$ (10^6 К). Поэтому можно ожидать установившегося процесса торможения электронов $m_e \cdot u_x \cdot v = e \cdot E_x$, откуда получаем частоту столкновений $v \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ для времени жизни супергранулы $10^4 - 10^5 \text{ с}$ ($E_x \sim 10^{-5} \text{ СГС}$). Для условий в токовом слое с плотностью протонов $n_p = n_e \approx 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ и электронной температурой $T_e \approx 10^6 \text{ К}$ частота столкновений электронов с протонами $v_{ep} \approx 30 \cdot n_p \cdot T_e^{-3/2} \approx 10 \text{ с}^{-1}$, что на 5 порядков меньше найденного значения v . Этот факт означает, что токовый слой находится в турбулентном состоянии. На начальном этапе ускоренные электроны вызывают Бунемановскую неустойчивость, при которой электроны нагреваются более эффективно. Вследствие чего электронная температура растет быстрее протонной, и при некотором пороге превышения $T_e \gg T_i$ неустойчивость обычно переходит в режим ионно-звуковой. В случае Бунемановской неустойчивости эффективная частота столкновений электронов $v_{eff} \sim$ ионной плазменной $\approx 2 \cdot 10^2 n_e^{1/2}$ [7]. Для нашего случая $v_{eff} \approx 3 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$ совпадает с найденной $v \sim 10^6 \text{ с}^{-1}$, что означает отсутствие перехода из режима Бунемановской неустойчивости к ионно-звуковой, т.е. установившаяся электронная температура в токовом слое превышает протонную меньше чем на порядок.

Наличие турбулентности в токовом слое способствует раскачке различного рода неустойчивостей. В нашем случае токовая система (рис. 3) подвержена тиринг-неустойчивости. Исходя из геометрии траекторий токов рис. 3, указанная неустойчивость приводит к фрагментации токового слоя вдоль оси X. И эта фрагментация создает разрывы тока J_x , и, соответственно, меняется динамика уплотнения плазмы около цилиндрического слоя (рис. 4). В итоге и уплотнение самого слоя оказывается неравномерным с периодической сменой повышенной и пониженной плотности. И эти места повышенной плотности наблюдаются как система отдельных петель.

Выводы

В рамках рассмотренной концепции формирования пучка корональных петель над их вершинами существует токовый слой с магнитной особенностью X-типа. Проведенные оценки параметров токового слоя дали величину тока 10^9 – 10^{10} А и площадь его сечения $\sim 10^4$ км². Плазма токового слоя, как показали расчеты, находится в турбулентном состоянии из-за Бунемановской неустойчивости. Токовый слой под действием тиринг-неустойчивости должен фрагментировать, что вследствие изменения динамики окружающей корональной плазмы приводит к неоднородности плотности и нижележащего цилиндрического слоя. И такая неоднородность наблюдается как пучок петель.

Литература

1. Mok Y., Mikić Z., et al. // *Astrophys. J.*, 2016, v. **817**, 15 (pp. 16).
2. Froment C., Auchere F., et al. // *Astrophys. J.*, 2018, v. **855**, 52 (pp. 20).
3. Klimchuk J.A., Karpen J.T., Antiochos S.K. // *Astrophys. J.*, 2010, v. **714**, p. 1239-1248.
4. Мерзляков В.Л. // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2012”, СПб, ГАО РАН, 2012, с. 281-284.
5. Warren H.P., O’Brien C.M., Sheeley, Jr. N.R. // *Astrophys. J.*, 2011, v. **742**, 92 (pp. 8).
6. Savage S.L., McKenzie D.E., Reeves K.K. // *Astrophys. J. Let.*, 2012, v. **747**, L40 (pp. 7).
7. Галеев А.А., Сагдеев Р.З. // Вопросы теории плазмы, 1973, вып. 7, с. 114-127.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОРОНЫ СОЛНЦА

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

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

EVOLUTION CHANGES OF MAGNETIC FIELD STRUCTURE OF SOLAR CORONA

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

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

The variations of coronal magnetic configuration were investigated. The coronal helmet curvature is used as an indicator of magnetic configuration. It has been established that during solar activity minima steady variations of magnetic structure existed. At the beginning of new solar cycle rapid reconstruction of coronal magnetic field took place. Also there are helmet curvature changes with local maximum 0.9 year before and 0.9 year after moment of solar minimum activity. These local extrema are likely to be a result of evolution of magnetic field generation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-287-290

Введение

Механизм генерации переменного магнитного поля Солнца остается ещё окончательно не проработанным. Причиной тому, в частности, является отсутствие надежных данных о закономерностях перестроек магнитных полей в солнечной атмосфере. Непосредственные измерения магнитных полей производятся на фотосферном уровне, и регулярный ряд таких измерений охватывает около 5 солнечных циклов, что не позволяет надежно выделить закономерные вариации на фоне различного рода флуктуаций. Поэтому приходится изучать проявления магнитной активности по косвенным индексам. Наиболее известный и широко используемый индекс – число Вольфа, основанный на наблюдаемом количестве фотосферных пятен. В эпохи низкой активности Солнца пятен мало, что делает число Вольфа ненадежным для поиска закономерностей магнитных вариаций. В связи с этим, для эпохи низкой солнечной активности авторы предлагают провести поиск закономерностей по изменению геометрии корональных шлемов. Этот подход представляется обоснованным, поскольку наблюдаемая шлемовидная структура, как установлено, зависит от магнитной активности Солнца.

Кривизна корональных шлемов

В качестве анализируемого геометрического параметра шлема была выбрана его кривизна. Эффект кривизны проявляется в отклонении оси шлема от радиального направления. Исследование [1] показало, что величина такого отклонения зависит от фазы солнечного цикла, т.е. от солнечной активности. На рис. 1 приведено изображение К-короны, полученное во время полного солнечного затмения 1889 г. Оси 4-х шлемов на рис. 1 отмечены точками как средняя широта между границами. Проведена радиальная линия в основание одного из шлемов (рис. 1), которое демонстрирует отклонение оси шлема от радиальности, и это отклонение растет с расстоянием от центра Солнца. Наилучшей аппроксимацией зависимости широты оси (φ) от расстояния (r) оказалась степенная функция вида $\varphi = \varphi_0 r^n$, где φ_0 широтное положение шлема на лимбе. В принятой аппроксимации показатель n является числовой характеристикой кривизны шлема.

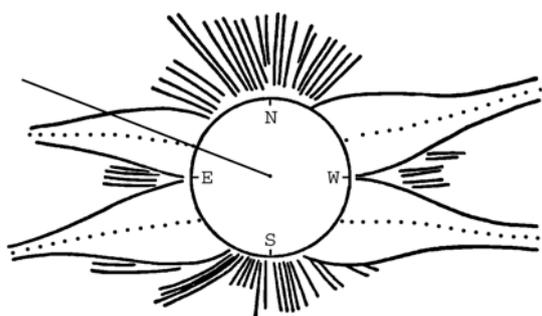


Рис. 1.

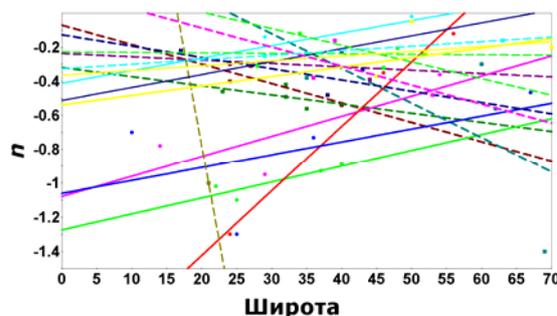


Рис. 2.

Расчеты кривизны оси шлемов были проведены по изображениям К-корон, полученных во время полных солнечных затмений с конца XIX века. Анализ показателя n выявил зависимость его величины как от фазы солнечного цикла, так и широтного положения шлема. На рис. 2 приведены расчетные данные величины n от широтного положения шлема (φ_0). По данным, относящимся к одной короне, проводили линейную аппроксимацию $n = n_0 + k\varphi_0$. На рис. 2 аппроксимации сплошными линиями относятся к коронам в периоды роста солнечной активности, а пунктирные линии соответствуют эпохам спада. Оказалось, что на спаде и росте солнечной активности изменение кривизны оси шлемов с широтой $dn/d\varphi_0$ имеет разные знаки (рис. 2).

Зависимость кривизны от фазы цикла

Имея широтную зависимость $n(\varphi_0)$ рис. 2, возможно получить картину изменения кривизны шлемов именно от степени солнечной активности. На рис. 3 приведены результаты расчетов $n(\varphi_0)$ в виде квадратов и кружков по каждой найденной линейной аппроксимации (рис. 2) для трех широт 10° ,

30°, 50°. Эти значения поставлены около аппроксимирующих расчетные данные кривых. Степень активности Солнца на моменты регистрации К-корон представили фазой цикла, рассчитанной стандартным способом. Таким образом, нами получена общая картина изменения кривизны шлемов $n(\varphi_0, \text{фаза})$ от их широты и фазы солнечного цикла (рис. 3).

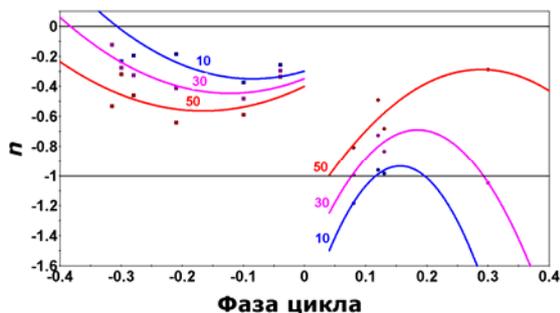


Рис. 3.

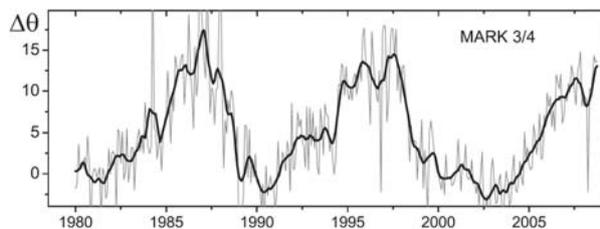


Рис. 4.

Как видно на рис. 3, изменение величины $n(\varphi_0, \text{фаза})$ демонстрирует эволюционные тенденции в солнечном цикле. Во-первых, около нулевой фазы (граница между солнечными циклами) происходит скачок не только величины n , но и меняется знак широтного градиента $dn/d\varphi_0$. Во-вторых, имеются локальные экстремумы величины n около фаз -0.13 и $+0.22$, которые отстоят от границы между циклами в среднем на 0.85 года.

Найденные изменения кривизны рис. 3 отражают усредненную тенденцию по многим солнечным циклам. Между тем, остается неопределенной ситуация с временной стабильностью моментов появления скачка n и экстремумов (рис. 3). Проясним эту ситуацию по материалам регулярных наблюдений коронометра “Mark”. Рис. 4 воспроизводит величину отклонения $\Delta\theta$ от радиальности оси шлемов от экватора до средних широт согласно [2]. Как видно на рис. 4 есть флуктуации $\Delta\theta$, но на их фоне четко прослеживается система пиков в эпохи минимумов. Так начало самого большого из них приходится на моменты минимумов 21/22 (1986.8 г.) и 22/23 (1996.9 г.) солнечных циклов. В нашем случае скачок показателя n (рис. 3) как раз приходится на минимум активности, а его уменьшение означает увеличение кривизны шлемов, и, как следствие, появление пика в отклонении $\Delta\theta$ (рис. 4). Уменьшение n до минимума на фазе -0.13 (рис. 3) также должно приводить к пику в отклонении $\Delta\theta$, и такие пики, предшествующие минимуму активности, имеются (рис. 4). Они опережают минимумы 21/22 и 22/23 соответственно на 0.8 г. и 1.1 г. (рис. 4), т.е. имеем временной интервал 0.95 ± 0.15 г., в который попадает оценка 0.85 г. по данным рис. 3. Тем самым можно говорить об относительной стабильности наступления смены тенденции в перестройке коронального магнитного поля на спаде активности (рис. 3). Заметим, что и на спаде 23 цикла тоже

имеются пики (рис. 4), но получить точную картину по материалам [2] не получается из-за их ограниченности 2008 годом.

Локальный минимум кривизны n в начале солнечного цикла рис. 3 означает появление минимума в отклонении от радиальности $\Delta\theta$. И такой минимум имеет место после пика на границе циклов (рис. 4). Моменты его наступления отстоят от рассматриваемых минимумов активности 21/22 и 22/23 циклов соответственно на 0.7 г. и 1.0 г. (рис. 4). Получаем, что момент перестройки коронального магнитного поля в начале солнечного цикла происходит спустя 0.85 г. \pm 0.15 г., в который попадает оценка по усредненной картине рис. 3. Этот факт означает, что и момент смены тенденции в перестройке коронального магнитного поля в начале солнечного цикла (рис. 3) есть стабильно повторяющийся феномен.

Выводы

Анализ кривизны оси корональных шлемов выявил устойчивую картину её изменения в цикле солнечной активности. На границе между циклами происходит её скачкообразное увеличение. На спаде солнечной активности и росте кривизна достигает локального экстремума. Моменты наступления экстремумов отстоят от границы между циклами на 0.9 г. с небольшим временным разбросом.

Скачок кривизны (рис. 3), очевидно, связан с широтным перемещением зоны выхода магнитного потока от приэкваториальной области к среднеширотной в начале нового цикла. Изменение кривизны с наличием экстремумов, по-видимому, обусловлено какими-то структурными перестройками процесса генерации. Поскольку каких-либо закономерностей в вариациях величины фотосферного магнитного потока в моменты рассмотренных экстремумов эпох 21/22 и 22/23 циклов согласно данным магнитографических измерений NSO [3] не происходило.

Литература

1. *Loucif M.L., Koutchmy S.* // *Astron. Astrophys. Suppl.*, 1989, v. 77, p. 45-66.
2. *Tlatov A.G.* // *Astophys. J.*, 2010, v. 714, p. 805-809.
3. <https://www.nso.edu/data/historical-archive/>

МОДУЛЯЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

Михаляев Б.Б., Нага Варун Е., Манкаева Г.А.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

MODULATIONAL INSTABILITY OF THE FAST SAUSAGE MODE OF CORONAL LOOPS

Mikhalyaev B.B., Naga Varun E., Mankaeva G.A.
Kalmyk State University, Elista, Russia

The sausage mode in coronal loops is used for the interpretation of observed fast pulsations of microwave and hard X-ray emission. Its properties are studied well in the approximation of the linear magnetohydrodynamics. Now the investigation of large-amplitude sausage waves is on the agenda. An obvious first step is to study the sausage mode in the weakly-nonlinear approximation. Previously this study has been carried out in plane geometry. We investigate weakly nonlinear sausage waves in cylindrical geometry. We considered the non-linear Schrödinger equation describing the non-linear evolution of the wave envelope and used it to study the modulational instability of fast sausage waves.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-291-294

Наблюдаемые квазипериодические осцилляции микроволнового и жесткого рентгеновского излучения объясняются осесимметричными или радиальными колебаниями вспышечных петель [1]. Магнитогидродинамическая теория подобных колебаний довольно подробно разработана в линейном приближении. Однако часто амплитуда наблюдаемых осцилляций достигает больших значений [2, 3], что побуждает принимать во внимание нелинейные эффекты.

Пренебрегая в корональных условиях газовым давлением по сравнению с магнитным, будем рассматривать корональную петлю в виде цилиндрической магнитной трубки с однородным полем. Обозначая через a радиус трубки, через V_i и V_e – значения альвеновской скорости внутри и вне нее, запишем радиальную компоненту скорости в цилиндрических координатах, ось z которой совпадает с осью трубки,

$$v_r = AV_i V(r) \exp(ikz - i\omega t), \quad (1)$$

$$V(r) = \begin{cases} J_1(\lambda r), & \lambda = (\omega^2 / V_i^2 - k^2)^{1/2}, r < a, \\ V_i J_1(\lambda a) K_1(\chi r) / V_e K_1(\chi a), & \chi = (k^2 - \omega^2 / V_e^2)^{1/2}, r > a. \end{cases} \quad (2)$$

Частота ω и продольное волновое число k связаны дисперсионным уравнением

$$\lambda J_0(\lambda a) K_1(\chi a) + \chi K_0(\chi a) J_1(\lambda a) = 0. \quad (3)$$

Соответствующие дисперсионные кривые $\omega = \omega(k)$ и кривые групповой скорости $V_g = d\omega/dk$ показаны на рисунках 1 и 2. Отметим, что в области малых волновых чисел наблюдается большая дисперсия волны. Групповая скорость имеет минимум в этой области, достигая значений, малых по сравнению со значениями фазовой скорости.

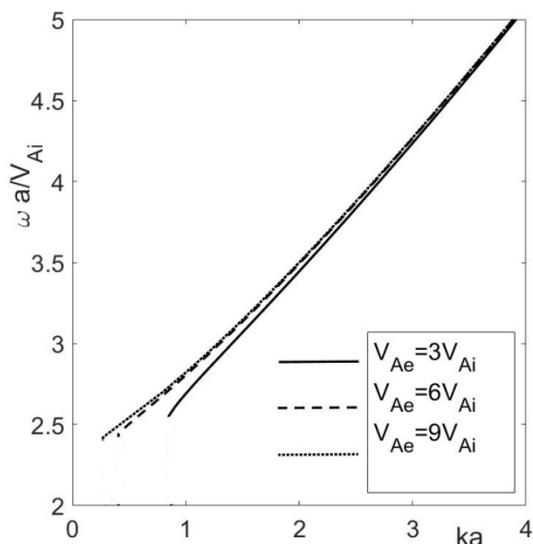


Рис. 1. Дисперсионные кривые радиальной моды.

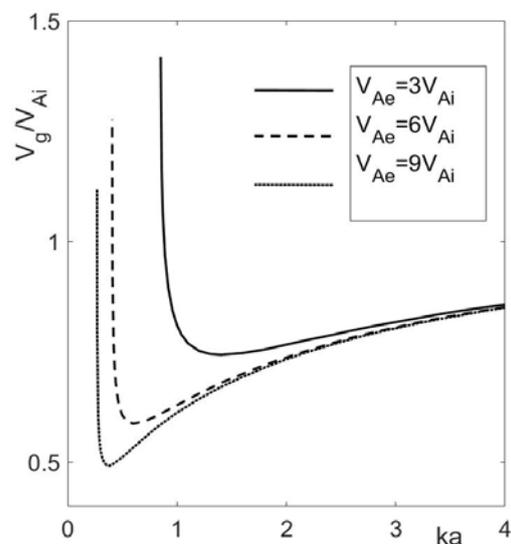


Рис. 2. Кривые зависимости групповой скорости от волнового числа.

Безразмерная амплитуда A в выражении (1) в слабонелинейном приближении рассматривается как медленно меняющаяся функция переменных z и t : $A = A(z, t)$. Она описывает пространственную и временную модуляцию волны и удовлетворяет нелинейному уравнению Шредингера (НУШ) [4, 5]:

$$i(A_t + V_g A_z) + \alpha A_{zz} + \beta |A|^2 A = 0, \quad (4)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \frac{d^2 \omega}{dk^2}, \quad \beta = \beta(k). \quad (5)$$

Значения коэффициентов α и β вычисляются по заданным формулам [4, 5] и здесь представлены своими графиками (рис. 3 и 4). Коэффициенты являются знакопеременными, принимая отрицательные значения в области малых волновых чисел.

Поведение решения НУШ существенно зависит от соотношения знаков его коэффициентов. При выполнении условия $\alpha\beta > 0$ имеет место модуляционная неустойчивость или неустойчивость Бенджамина-Фейра. Под действием этого эффекта первоначальная волна с однородно распределенной амплитудой способна превратиться в цепь волновых пакетов. Рассмотрим поведение одного локализованного волнового пакета.

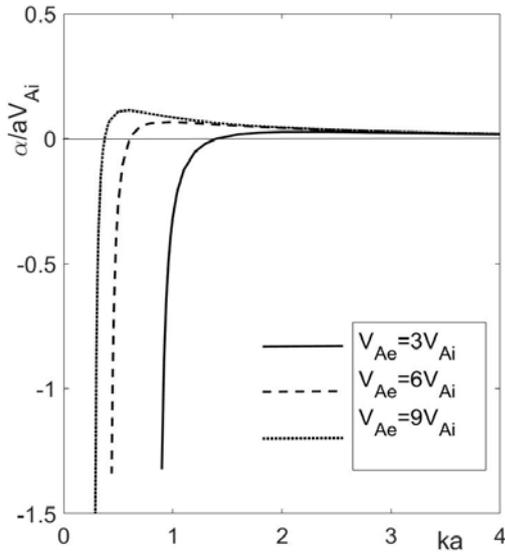


Рис. 3. Кривая зависимости $\alpha(k)$.

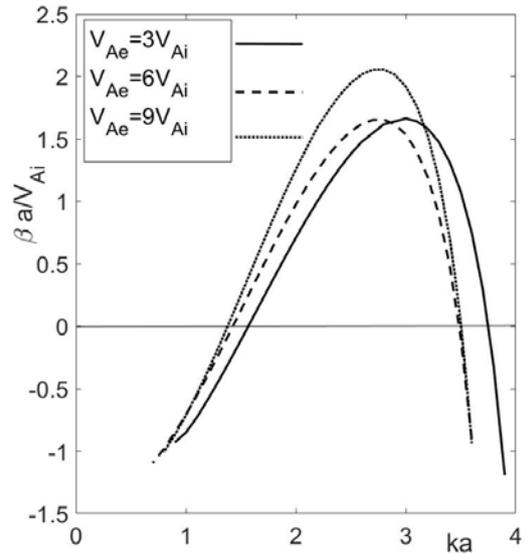


Рис. 4. Кривая зависимости $\beta(k)$.

Анализ коэффициентов НУШ для радиальной моды показывает, что условие неустойчивости выполняется в двух областях значений волнового числа: $ka < 1.40$ и $1.57 < ka < 3.75$. Назовем их условно областями больших и малых длин волн. В первой области имеются большая дисперсия радиальной моды и малые значения групповой скорости, во второй – малая дисперсия и большие значения групповой скорости. Выберем два значения из этих областей, $ka = 1$ и $ka = 3$. Решение уравнения НУШ производим численно с применением взвешенной конечно-разностной схемы Кранка-Николсона. Результаты моделирования представлены на рисунках 5 и 6. Для их сравнения направление распространения волны в первом случае изменено на противоположное.

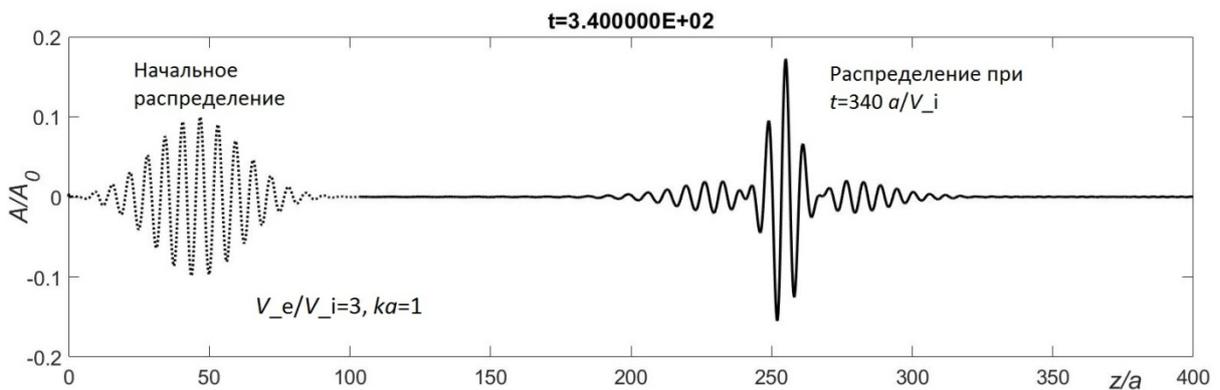


Рис. 5. Поведение волнового пакета в случае, когда несущая выбрана из длинноволновой области.

Результаты демонстрируют появление квазипериодических осцилляций в обоих случаях. Огибающая волны представляет собой цуг волн, рас-

пространяющихся с групповой скоростью, которая имеет существенно меньшее значение, чем скорость несущей.

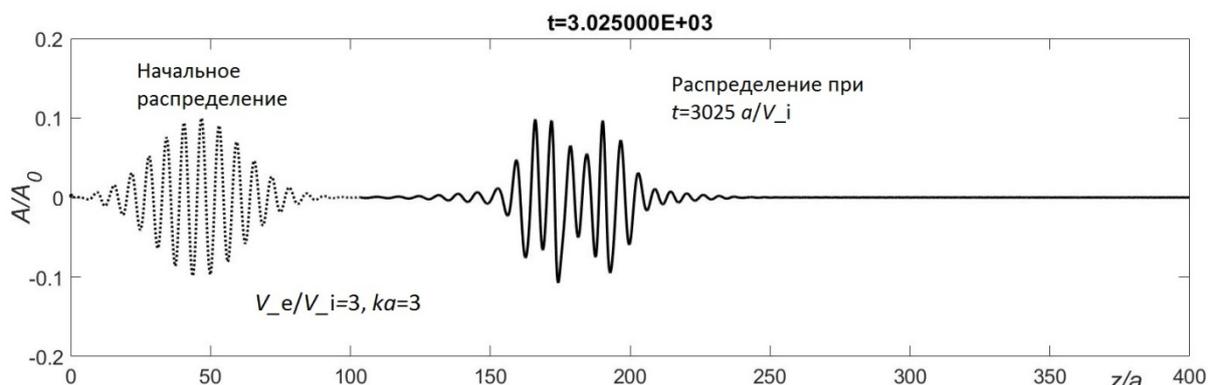


Рис. 6. Поведение волнового пакета в случае, когда несущая выбрана из коротковолновой области.

Несущая волна есть осесимметричная быстрая магнитозвуковая волна, распространяющаяся со скоростью порядка скорости альвеновской волны. Огибающая будет иметь значительно меньшую скорость. Эти результаты позволяют по-новому интерпретировать наблюдающиеся волновые явления в корональных петлях.

Имеют место волны, распространяющиеся в петлях как с большими скоростями порядка альвеновских, так и со скоростями, значительно меньшими. Первые обычно рассматриваются как быстрые, вторые — как медленные магнитозвуковые моды. Мы можем говорить, что и медленно распространяющиеся волновые распределения могут представлять собой также быстрые моды, только модулированные.

Проведенное исследование показывает многообразие волновых явлений в природе, в том числе в солнечной короне, и указывает на неоднозначность их интерпретации. Использование нелинейного подхода к описанию волн предоставляет дополнительные возможности для нахождения действительных причин их возникновения.

Литература

1. Nakariakov V.M., Melnikov V.F. // Space Sci. Rev., 2009, 149, 119.
2. Inglis // Astron. Astrophys., 2008, 487, 1147.
3. Huang // Astrophys. J., 2014, 791, A44.
4. Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S. // J. Plasma Phys., 2015, 81, 905810611.
5. Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S., Naga Varun E. // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, 56, 1040-1044.

О ТЕПЛОВОЙ ПРИРОДЕ МИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 2 АПРЕЛЯ 2017

Моргачев А.С.^{1,2}, Цап Ю.Т.^{1,3}, Моторина Г.Г.^{1,5}, Смирнова В.В.^{1,4}

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²НИРФИ ННГУ им. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

³КрАО РАН, Научный, Крым, Россия

⁴Университет Турку, Турку, Финляндия

⁵ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

ON THE THERMAL NATURE OF MILLIMETER EMISSION FROM THE 2 APRIL 2017 SOLAR FLARE

Morgachev A.S.^{1,2}, Tsap Yu.T.^{1,3}, Motorina G.G.^{1,5}, Smirnova V.V.^{1,4}

¹Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

²Radiophysical Research Institute of Lobachevsky University, Nizhny Novgorod, Russia

³Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia

⁴University of Turku, Turku, FI20014 Finland

⁵Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Analysis of millimeter (93 and 140 GHz) emission, obtained by the RT-7.5 radio telescope of the Moscow State Technical University, from the 2 April 2017 solar flare (M 6.4 X-ray class) was carried out using of the Radio Solar Telescopes Network (RSTN, 4.9, 8.8 and 15.4 GHz) and space instruments: SDO/AIA (EUV), GOES (soft X-ray), RHESSI, and Konus-Wind (hard X-ray). It is founded, that the spectral flux density is growing with the frequency during a flare. Similarity of millimeter and soft X-ray time profiles shows evidence in favor of the thermal nature of millimeter emission. Numerical calculations of the free-free emission based on the fitting of EUV and soft X-ray spectrums, suggests the negligible contribution of coronal plasma to the microwave spectrum. The thermal emission from the chromosphere model proposed by Machado et.al. (1980) lead to several times lower millimeter fluxes than observed ones. Implications of obtained results are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-295-298

Суб-терагерцовые (0.1–1 ТГц) радионаблюдения позволяют диагностировать наиболее труднодоступную область для исследователей Солнца – вспышечную хромосферную плазму. В последнее время все больший интерес вызывает необычное поведение спектрального потока суб-терагерцового (суб-ТГц) радиоизлучения F_ν солнечных вспышек, которое заключается в увеличении потока F_ν с частотой ν [1]. На наш взгляд, в ряде случаев его происхождение можно связать с тепловым тормозным механизмом излучения [2]. При этом, несмотря на возможный значительный вклад в излучение хромосферной вспышечной плазмы, детальных расчетов до сих пор детально не рассматривалось.

Цель настоящей работы – исследовать природу суб-ТГц излучения вспышки 02 апреля 2017 г. с положительным наклоном спектра, зареги-

стрированной с помощью радиотелескопа РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана на частотах 93 и 140 ГГц.

Для решения поставленной задачи были привлечены наблюдения в рентгеновском, ультрафиолетовом и микроволновом диапазонах, временные профили которых представлены на рис. 1. В первую очередь обращает на себя внимание, что спектральный поток излучения на 140 ГГц превышал поток на 93 ГГц на протяжении всей вспышки (рис. 1d). Микроволновое излучение по данным радиотелескопов службы RSTN (San Vito) на частотах 4.9, 8.8 и 15.4 ГГц имело ярко выраженные пики (рис. 1c), которые согласно наблюдениям на спутнике Конус-Винд [3] в диапазонах энергий 20–76, 76–302, 302–1143 кэВ также, хотя и довольно слабо, проявлялись в жестком рентгене (рис. 1b). Характер эволюции миллиметрового излучения скорее согласуется с мягким рентгеновским, полученным спутником GOES в каналах 1–8 и 0.5–4 А (рис. 1a), хотя суб-ТГц максимум наступает на несколько минут позже. Относительная гладкость миллиметрового профиля и отсутствие резких пиков, которые имеют место в микроволновом и жестком рентгеновском излучении говорят в пользу тепловой природы всплеска на частотах 93 и 140 ГГц. При этом источник миллиметрового излучения должен быть оптически толстым, чтобы обеспечить положительный наклон спектра на частотах выше 93 ГГц.

С помощью данных, полученных в крайнем ультрафиолетовом излучении (КУФ) на космическом аппарате SDO/AIA, методом регуляризации Тихонова [4] нами была рассчитана зависимость дифференциальной меры эмиссии вспышечной плазмы вдоль луча зрения:

$$\phi(T) = n^2 \frac{dl}{dT}, \quad (1)$$

где n – концентрация тепловых электронов, l – размер источника вдоль луча зрения, от температуры в диапазоне от $T_{min} = 3 \cdot 10^5$ К до $T_{max} = 3 \cdot 10^7$ К для двух временных интервалов, соответствующих фазам роста (08:02:07–08:02:14 UT) и спада (08:35:28–08:35:37 UT) миллиметрового всплеска. Восстановить дифференциальную меру эмиссию $\phi(T)$ в максимуме вспышки не удалось из-за насыщения детекторов AIA и, как следствие, засветки КУФ-карт.

Полученные значения $\phi(T)$ позволили нам рассчитать микроволновые спектры данной тепловой плазмы, используя известные соотношения для интегральной яркостной температуры и наблюдаемого потока теплового тормозного излучения [2, 5]. Площадь теплового источника $S = 1.3 \cdot 10^{18}$ см³, ограниченная уровнем 50% от максимума интенсивности, определялась по картам мягкого рентгеновского излучения, полученным по данным спутника RHESSI, в диапазоне энергий 7–10 кэВ и временном интервале 07:56–07:57 UT. Таким образом, было установлено, что вклад оптически тонкой плазмы с температурой $T > 3 \cdot 10^5$ К в наблюдаемое миллиметровое излучение

ние не превышает 3 с.е.п., т.е. является пренебрежимо малым. Следовательно, относительно горячая вспышечная плазма не может быть ответственна за наблюдаемый за миллиметровый всплеск.

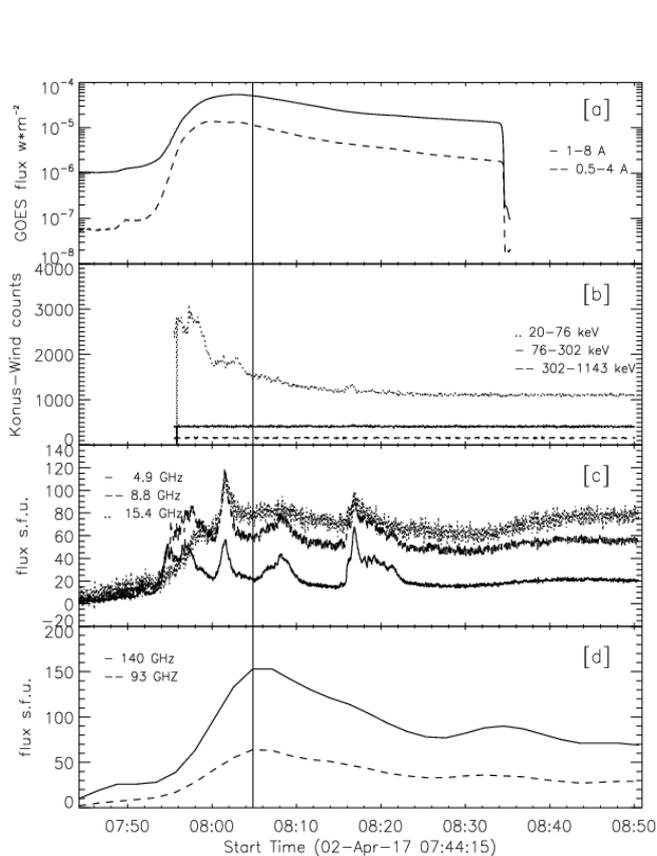


Рис. 1.

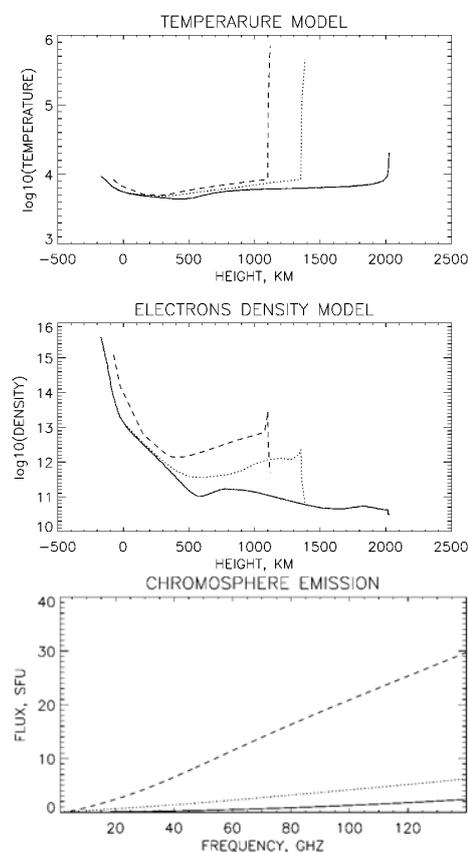


Рис. 2.

В связи с этим было бы естественным предположить, что генерация излучения вспышки 2 апреля 2017 г. на частотах 93 и 140 ГГц определялась плазмой солнечной хромосферы и переходной области с температурой $T < 3 \cdot 10^5$ К. Для проверки этой гипотезы мы рассмотрели полуэмпирическую модель хромосферы Machado [6], разработанную на основе оптических наблюдений континуума и линий H I, Si I, C I, Ca II, Mg II ряда солнечных вспышек. На рис. 2 (верхняя и средняя панель) показаны распределения температуры и электронной концентрации по высоте для спокойного Солнца (сплошная линия) и моделей слабой (пунктирная линия) и сильной (штриховая линия) вспышек [6]. Вспышечную плазму отличает, в первую очередь, значительное увеличение концентрации электронов (на один – два порядка) по всей высоте. Обращает также на себя внимание уменьшение высоты оснований переходной области, а также несколько более высокая температура хромосферы по сравнению со спокойным Солнцем.

Используя гирорезонансный код Флейшмана и Кузнецова [7], мы провели расчет микроволнового спектра столба хромосферной плазмы с пара-

метрами, представленными на рис. 2, приняв, согласно рентгеновским данным, площадь $S = 1.3 \cdot 10^{18} \text{ см}^2$. Программа позволяет решать уравнение переноса для теплового тормозного излучения плазмы неоднородного вдоль луча зрения источника с учетом влияния нейтральных атомов.

На рис. 2 (снизу) сплошной линией показан микроволновый спектр излучения для спокойного Солнца, пунктирной – для модели слабой вспышки, штриховой – для сильной. Видно, что в случае модели слабой вспышки потоки в миллиметровом диапазоне увеличиваются лишь в несколько раз относительно фоновых значений. Для модели же сильной – они увеличиваются более чем на порядок по сравнению с уровнем спокойного Солнца, составляя 20 и 30 с.е.п. на частотах 93 и 140 ГГц соответственно. Хотя в миллиметровом диапазоне и формируется положительный наклон спектра, примерно совпадающий с наблюдаемым в момент максимума всплеска, однако значения потоков оказываются в несколько раз меньше требуемых величин. Предположение о большей (в 3–5 раз) площади суб-ТГц источника, хотя и решает проблему малых значений спектральных потоков, тем не менее, оно накладывает серьезные ограничения на поведение временных профилей излучения в разных диапазонах [8]. Необходимо также отметить, что ранее при проведении наблюдений на РТ-7.5 солнечной вспышки 4 июля 2012 рентгеновского класса М 5.3 был также зафиксирован длительный миллиметровый всплеск с положительным наклоном спектра [2], а потоки в максимуме вспышки рентгеновского класса М на 93 и 140 ГГц составляли соответственно 20 и 30 с.е.п., что хорошо согласуется с моделью вспышечной хромосферы и переходного слоя [6], но только для случая сильной вспышки. На наш взгляд, данное противоречие и полученные в работе результаты свидетельствуют, что обнаруженное несоответствие, вероятно, связано с дополнительным вкладом переходной области в миллиметровое излучение, что требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при поддержке грантов: РНФ 16-12-10448 (Смирнова В.В.), РФФИ 18-02-00856 А (Цап Ю.Т.), программами ПРАН П-28 и научной школы НШ-7241.2016.2 (Моторина Г.Г.) и финансовой поддержке Минобрнауки (госзадание № 3.2722.2017/4.6) (Моргачев А.С.).

Литература

1. *Krucker S., et al. // A&A Rev., 2013, V. 21. № 1. ID 58.*
2. *Tsap Yu.T., et al. // ASR., 2016, V. 56. N. 7. p. 1449.*
3. *Aptekar R.L., et al. // Space Science Reviews., 1995, V. 71. № 1-4. P. 265.*
4. *Hannah I.G. & Kontar E.P. // A&A., 2012, V. 539. ID. A146. P. 14.*
5. *Dulk G.A. // Annual review of A&A., 1985, V. 23. P. 169.*
6. *Machado M.E., et al. // ApJ, 1980, V. 242. № 15. P. 336.*
7. *Fleishman G.D. and Kuznetsov A.A. // ApJ., 2014, V. 781. Issue 2, P. 16.*
8. *Tsap Yu.T., et al. // SoPhys, 2018, V. 293. Issue 3, ID. 50. P. 15.*

МНОВОЛНОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МОЩНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В МИНИМУМАХ 22, 23 И 24 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

Моторина Г.Г.^{1,2}, Лысенко А.Л.², Флейшман Г.Д.^{3,2}

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

³New Jersey Institute of Technology, Newark, USA

MULTIWAVELENGTH STUDY OF POWERFUL SOLAR FLARES AT MINIMUM OF 22, 23 AND 24 SOLAR CYCLES

Motorina G.G.¹, Lysenko A.L.², Fleishman G.D.^{3,2}

¹Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

²Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

³New Jersey Institute of Technology, Newark, USA

Solar activity has a periodicity at different time scales (from 158 days to millennia). The relative number of sunspots (Wolf number) is the most frequently used indicator of the solar activity. One of the most pronounced is the eleven-year cycle of activity, the Schwabe cycle. In general, the number of flares on the Sun and other indices of solar activity correlate very well with the Wolf number. However, an active region producing powerful X-class flares in the soft X-ray range can be observed at any phase of the solar cycle, including minima. In particular, X-class solar flares occurred at the minima of previous solar cycles, as well as during the decline of the 24th solar cycle, in September 2017. A comprehensive analysis of such powerful flares in the minima of activity has not yet been carried out, thus, the questions whether such flares are random or regular phenomenon and whether the prerequisites for their occurrence are similar or not for all cycles remain open. The present work is aimed at reviewing and analyzing X-class flares in the minima of solar cycles as a separate group of events. We have the advantage of observing the minima of the 22nd, 23rd and 24th solar cycles in the hard X-ray and soft gamma ray ranges with the same instrument – Konus-Wind, which provides observations from November 1994 till the present. We supply this data with multiwavelength observations of the Sun.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-299-302

Введение

Под солнечной активностью подразумевается совокупность явлений на Солнце, связанных с изменением конфигурации магнитного поля. Показателями солнечной активности принято считать международное число солнечных пятен (число Вольфа), радиоизлучение на длине волны 10.7 см, TSI (total solar irradiance), магнитное поле, корональные выбросы массы, солнечные вспышки и др. Используя показатели солнечной активности, можно сделать вывод, что солнечная активность имеет периодичность на различных временных шкалах от 158 дней до тысячелетий. Одним из наиболее ярко выраженных циклов является 11 летний цикл (Швабе) солнечной активности. Известно, что в минимумах 18-го (вспышка 23 февраля

1956 г. [1]), 19-го (23–27 мая 1967 г. [2]), 20-го, 21-го, 22-го (июль 1996 г.), 23-го (декабрь 2006 г.) [3] солнечных циклов наблюдалось резкое увеличение числа солнечных вспышек, по аналогии с минимумом 24го цикла в сентябре 2017 г. Однако в связи с тем, что космический аппарат GOES [4] начал наблюдения только в 1975 г., события до этой даты не классифицировались рентгеновскими классами, и их оценка до этого года остается проблематичной. В истории же остались только очень сильные события, приведшие к геомагнитным бурям.

Следует отметить, что временные интервалы между мощными событиями июля 1996 г. и декабря 2006 г., декабря 2006 г. и сентября 2017 г. очень близки и составляют 10 лет и 5 месяцев и 10 лет и 9 месяцев соответственно. Таким образом, не исключено, что солнечные вспышки в минимуме солнечной активности составляют отдельную группу событий. Если рассмотреть подробнее минимумы 22, 23 и 24 солнечных циклов, то получим, что действительно данные события выделяются на общем фоне остальных вспышек и являются локальными максимумами в минимумах солнечной активности (рис. 1).

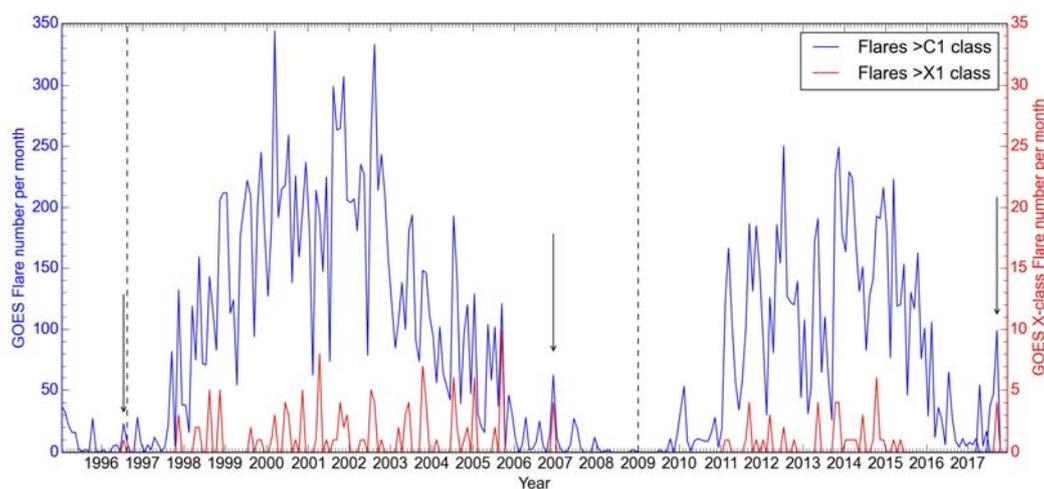


Рис. 1. Число солнечных вспышек рентгеновского класса C1 и выше (левая шкала) и класса X1 и выше (правая шкала) для конца 22-го, 23-го и 24-го солнечных циклов по данным спутника GOES. Стрелками указаны рассматриваемые вспышки класса X.

Цель настоящей работы – предварительно исследовать мощные вспышки рентгеновского класса X в минимумах 22, 23 и 24 циклов солнечной активности.

Анализ данных

Для выполнения поставленной задачи были проанализированы данные жесткого рентгеновского (РИ) и гамма (ГИ) излучения вспышек, которые обусловлены нетепловым тормозным излучением электронов и позитронов и ядерными реакциями, возникающими вследствие столкновений между ускоренными во вспышке ионами с фоновыми ионами в атмосфере Солнца. В особенности стоит подчеркнуть, что для вспышек в минимумах

22, 23 и 24 циклов есть данные жесткого РИ и ГИ, зарегистрированные спутником Конус-Винд (КВ) (наблюдения с 1994 г. [5]). В 1996, 2006 и 2017 гг. спутником КВ было зарегистрировано 9 событий класса X. Из них мы выбрали солнечные вспышки, которые имели магнитограммы, хорошо наблюдались другими спутниками. Таким образом, были выбраны три события: SOL1996-07-09 0:09 (X2.6), SOL2006-12-05 10:18 (X9.0) и SOL2017-09-06 11:53 (X9.3). Для выбранных событий было произведено фитирование их рентгеновских спектров (рис. 2, рис. 3, рис. 4).

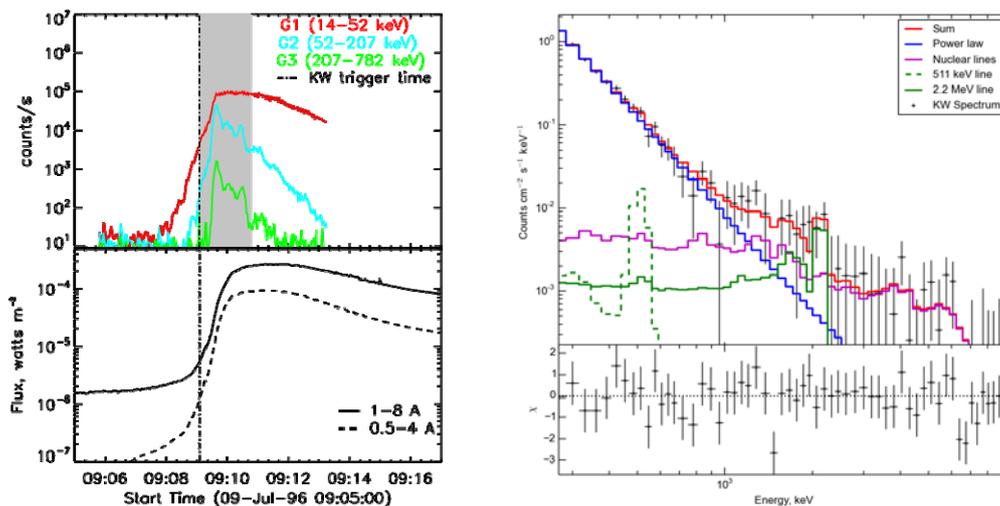


Рис. 2. Солнечная вспышка 1996/07/09 (X2.6). Слева: временной профиль жесткого РИ в трех каналах по данным КВ (верхняя панель), временной профиль мягкого РИ по данным GOES (нижняя панель). Справа: результат фитирования данных КВ четырехкомпонентной моделью, включающей степенную функцию, шаблон излучения в ядерных линиях, линию аннигиляции электрона и позитрона 511 кэВ и линию захвата нейтрона 2.2 МэВ.

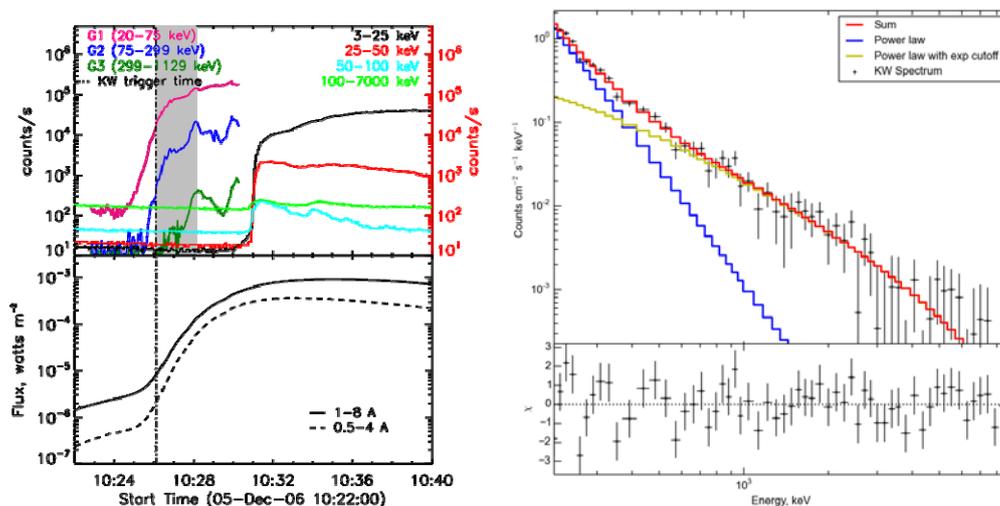


Рис. 3. Солнечная вспышка 2006/12/05 (X9.0). Слева: аналогично рис.2 и временные профили спутника RHESSI [6]. Справа: результат фитирования данных КВ двумя степенными функциями: степенная зависимость + степенная зависимость с экспоненциальным завалом в области высоких энергий.

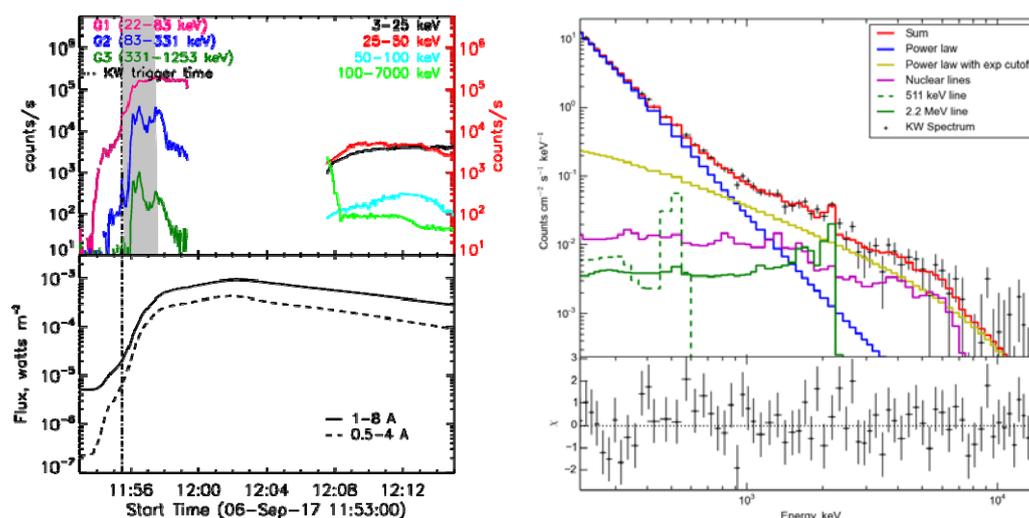


Рис. 4. Солнечная вспышка 2017/09/06 (X9.3). Слева: аналогично рис. 3. Справа: результат фитирования данных КВ пятикомпонентной моделью: степенная функция + степенная зависимость с экспоненциальным завалом в области больших энергий + шаблон излучения в ядерных линиях + линия аннигиляции электрона и позитрона 511 кэВ + линии захвата нейтрона 2.2 МэВ.

Обсуждение результатов и выводы

Проведен отбор трех солнечных вспышек X класса, произошедших в минимумах 22-го, 23-го и 24-го солнечного циклов. Для выбранных событий проведен спектральный анализ данных Конуса-Винда в жестком рентгеновском и гамма диапазонах. В двух из трех событий (19.07.1996, 06.09.2017) происходило ускорение ионов, на что указывает наличие в спектрах линий снятия возбуждения ядер и линий 511 кэВ и 2.2 МэВ.

В дальнейшем общая картина будет дополнена данными в крайнем ультрафиолетовом и микроволновом диапазонах. Планируется исследовать предвспышечные магнитограммы для выбранных событий июля 1996 и декабря 2006 гг. по аналогии с тем, как было сделано другими авторами [7] для вспышки 06.09.2017 для исследования конфигурации магнитного поля; построить 3D модели вспышек с помощью GX симулятора [8] для рассмотренных трех событий; выявить общие и различающиеся от цикла к циклу черты мощных вспышек в минимуме солнечной активности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ мол_a 18-32-00439.

Литература

1. Meyer P., Parker E.N., Simpson J.A. // Phys. Rev., 1956, V. 104, I.3.
2. Knipp D.J., Ramsay A.C. et al. // SpWea, 2016, V. 14, I.9, pp. 614–633.
3. Hathaway D.H. // LRP, 2015, V. 12, I. 1, id. 4.
4. White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A. // Sol. Phys., 2005, V. 227, I.2.
5. Aptekar R.L., Frederiks D.D., Golenetskii S.V. et al. // SSRv, 1995, V. 71, I.1-4.
6. Lin R.P., Anderson K.A., Ashford S. et al. // SSRv, 1995, V. 71, I.1-4.
7. Sharykin I.N., Kosovichev A.G. // ApJ, 2018, V. 864, I.1, Id.86.
8. Nita G.M., Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. et al. // ApJ, 2015, V. 799, I.2.

A METHOD TO FORECAST SOLAR FLARES USING THE KISLOVODSK'S SOLAR PATROL OPTICAL TELESCOPE (SPOT)

**Naga Varun Y.¹, Paschenko M.P.², Tlatov A.G.^{2,1},
Ageev S.S.¹, Pakhalenko D.A.¹**

¹*Kalmyk State University, Elista, Russia*

²*Kislovodsk Mountain Astronomical Station, RAS, Kislovodsk, Russia*

We demonstrate a method using solar patrol optical telescope's observations that help to forecast solar flares. The telescope continuously observes the Sun in various important wavelengths which are relevant for studying the solar chromosphere. However the most important amongst these spectral lines remains the ionized calcium resonant line CaII K which gives valuable information about solar filaments, plages and other active chromospheric structures. By studying the actual varying spectral profile of plages we show that there exists a clear transformation of the profile into a particular specific type prior to the advent of solar flares. Such an analysis of spectroheliograms allows us to forecast flares in advance.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-303-306

The scientific task of the SPOT (Solar patrol optical telescope) is to observe on the full disk of the Sun various manifestations of solar activity, such as, plages, filaments, prominences, flares, nucleation of coronal mass ejections, and also magnetic fields of active and quiet regions of the solar atmosphere. SPOT continuously registers images of the full solar disc in CaII K 393 nm, H-alpha 6563 nm spectral lines. In near future SPOT is going to be modernized in such a way that facilitates observing the Sun in He 1083 nm and magnetically sensitive Fe-I 630.15 nm and 630.25 nm spectral lines. The optical resolution of the SPOT telescope is about 1 arcsec for CaII K line. Images in the lines CaII, H-alpha can be recorded once every three minutes. The most important feature of this telescope is that it can scan the Sun completely in a given interval of the wavelength and therefore making it possible to extract Dopplergrams from the initial data. In this way one can estimate the kinematic parameters of the eruption events like coronal mass ejections (CMEs). The telescope is designed to work continuously throughout the day in a semi automatic mode with a lifetime of 25 years.

Amongst all the above mentioned spectral lines one can observe active chromospheric features such as plages, filaments, chromospheric network and etc very well in the CaII K line which is a resonant spectral line. The intensity profile of CaII K is typical to that of any other line that is formed in the inner chromosphere and is shown in the fig. 1.

The reason why the profile of chromospheric lines such as CaII K is complicated is as follows: At first the profile of the spectral line very well maps with the temperature profile of the chromosphere. As one moves from left to

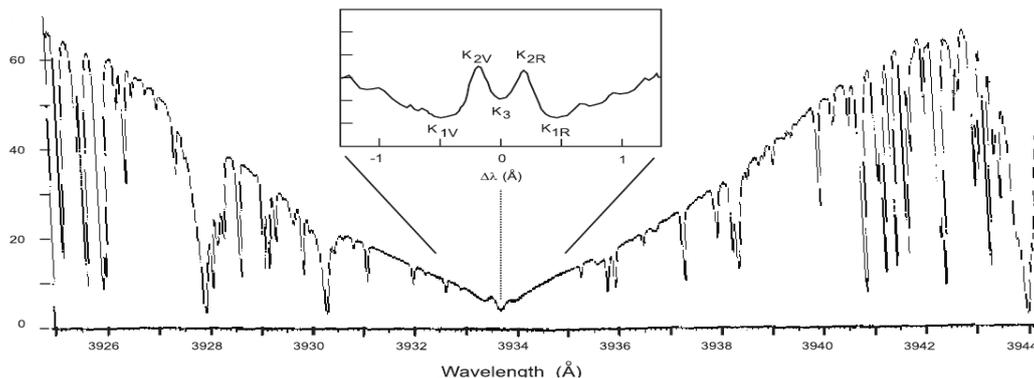


Fig. 1. Typical spectral profile of Ca II K.

right in the fig. 3 one observes that at $\Delta\lambda < -0.4$ and to the left the opacity is considerably low and hence at these wavelengths we can observe intense photosphere. This is evident from the fig.1 where we observe that to the left of the Ca II K core the intensity markedly increases. At $\Delta\lambda = -0.4$ the opacity allows

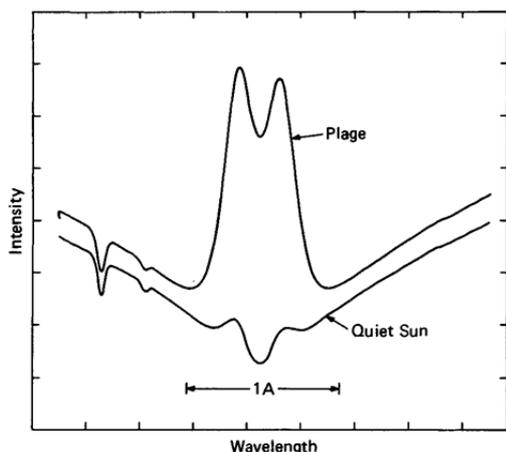


Fig. 2. Ca II K profile at plages.

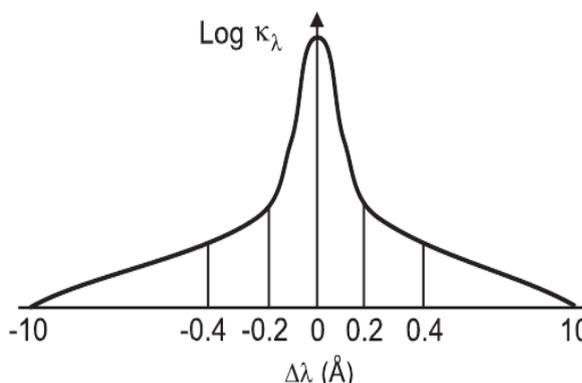


Fig. 3. Wavelength opacity function vs wavelength.

us to see only up to the temperature minimum region because of which the intensity falls giving rise to the K_{1V} minimum. This trend proceeds and at $\Delta\lambda = -0.2$ the opacity restricts our view only up to the middle chromosphere where temperature is considerably higher leading to a sharp rise in the intensity and giving rise to K_{2V} local maximum. This one to one mapping between the spectral intensity profile and the temperature profile in the chromosphere breaks down at $\Delta\lambda = 0$ or at the centre of the spectral line because the large opacity allows us to observe only the higher most layers of the chromosphere which are not in local thermal equilibrium (NLTE) [1]. The lack of local thermal equilibrium is mainly due to the lack of free electrons [3]. As a result the intensity abruptly falls and we observe the K_3 dip. As we move further right in the fig. 3 we observe a similar qualitatively symmetric behaviour. However the K_{2R} intensity is a little less than the K_{2V} because of the decreased Rayleigh

scattering that allows us to go nearer to the temperature minimum region and hence the decreased intensity.

The spectral profile of CaII K at plages is quite similar but the only difference is that the K_{1V} , K_{2V} and K_3 are quite pronounced. The enhanced intensity at plages is mainly due to its magnetic activity. As we see even at plages the breakup of local thermal equilibrium leads to the K_3 dip.

Having explained the spectral profile of CaII K in the quite region and at plages we now explain how this profile changes prior to the advent of a solar flare. By considering fig. 4, fig. 5 and fig. 6 we see that the K_3 dip which is typical to the CaII K profile monotonically vanishes with time. These figures show the variations in the CaII K spectral profile at a point in the plage marked in the fig. 7. The X-axis in figs 4, 5, and 6 represent wavelength in pixel units and the Y-axis represents intensity and the time is indicated in the upper left corner in each figure. We see that at $t = 7\text{h}:07\text{m}:46\text{s}$ the spectral profile transforms into a Gaussian form. Quite interestingly after approximately 8 minutes we observe a flare which is clearly shown in the fig. 7.

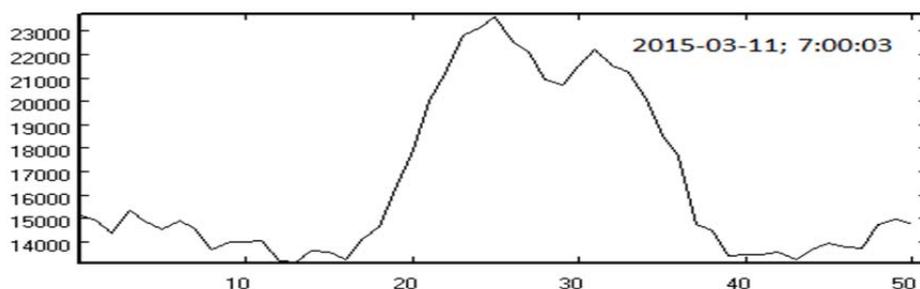


Fig. 4. Spectral profile at $t = 7\text{h}:00\text{m}:03\text{s}$.

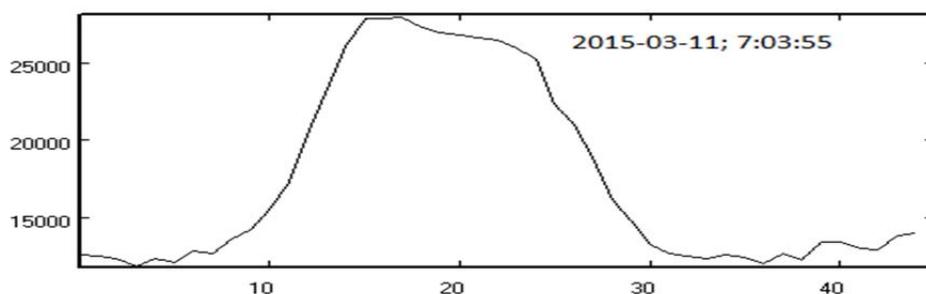


Fig. 5. Spectral profile at $t = 7\text{h}:03\text{m}:55\text{s}$.

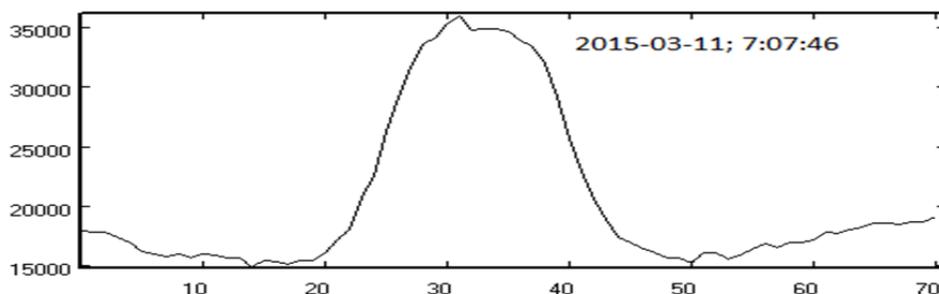


Fig. 6. Spectral profile at $t = 7\text{h}:07\text{m}:46\text{s}$.

The reason why the spectral profile is transformed into a Gaussian form is as follows: Prior to the solar flare there was an injection of electrons into the layers above the photosphere. The excessive injected electrons which happen to reach the higher layers of the chromosphere temporarily restore the local thermal equilibrium and therefore the mapping with the temperature profile is restored leading to the intense core centre of Ca IIK instead of a K_3 dip.

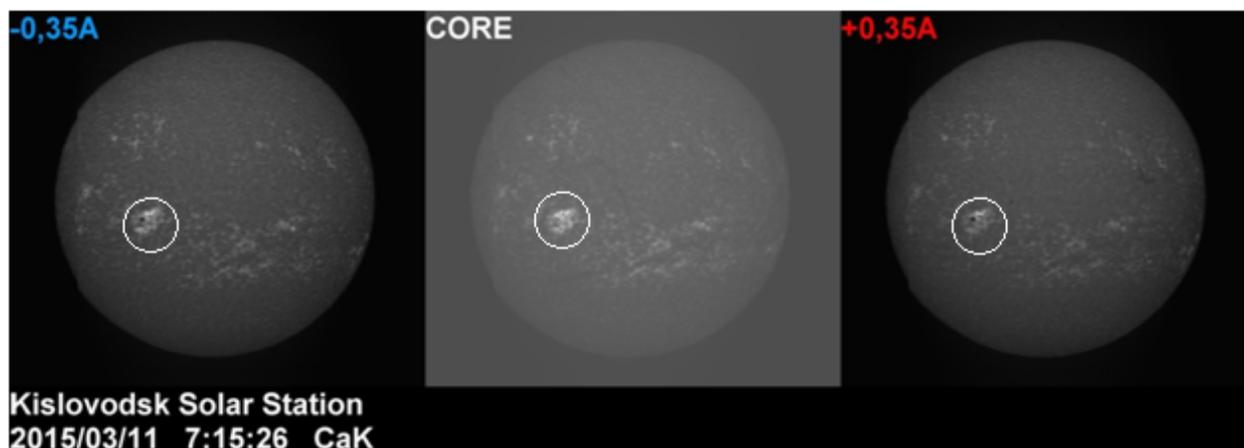


Fig. 7. Solar flare that occurred in the plage marked in a white circle.

We have analyzed many such events from the catalogue of Kislovodsk mountain station which dates from the year 2012 and found a similar behavior. Therefore this phenomenon of spectral profile's transition into a Gaussian form can be used as a diagnostic tool to forecast solar flares.

Acknowledgments:

1. We have taken the figures 1, 2 and 3 from the book [1] and highly recommend it for an in-depth understanding of the formation of spectral lines in the solar chromosphere.
2. This work is supported by the Russian science foundation grant (project no. 18-12-18000 and project no. 15-12-20001).

References

1. *Antia H.M., Bhatnagar A., Ulmschneider P.*: Lectures on Solar Physics. ISBN 3-540-01528-0, 2003.
2. *Aschwanden M.* Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions – Germany, Springer and Praxis publishing Ltd, P. 923, 2006.
3. *Dolgarno A., Layzer D.*: Spectroscopy of astrophysical plasmas. ISBN 0 521 26315 8, 2004.

НЕЛИНЕЙНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЯТЕННОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ СОЛНЦА

Наговицын Ю.А.^{1,2}, Певцов А.А.^{3,1}

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

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

³National Solar Observatory, Boulder, CO 80303, USA

NONLINEAR MATHEMATICAL MODEL OF SUNSPOT CYCLICITY OF THE SUN

Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}, Pevtsov A.A.^{3,1}

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

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

³National Solar Observatory, Boulder, CO 80303, USA

It is proposed that the solar cyclicity process could be described in the framework of an external quasi-sinusoidal influence on an oscillator with cubic nonlinearity and linear damping (Duffing oscillator). To demonstrate this, the empirical amplitude-frequency dependence was used in comparison with the theoretical dependence obtained by the Krylov-Bogolyubov averaging method [Krylov and Bogolyubov, 1947]. The empirical data included a new version 2.0 of the sunspot number series SN [Clette et al., 2014] starting from 1700 and the version of the group number series GN by Svalgaard and Schatten [2016], scaled in SN, for the 17th century. The result obtained has better internal consistency than the earlier result [Nagovitsyn, 1997] for version 1.0 SN.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-307-310

Введение. Построение математической модели солнечной цикличности имеет более чем столетнюю историю. Наиболее часто использовался мультигармонический подход в различных модификациях. В [1] была представлена математическая модель солнечной цикличности на основе уравнения Дуффинга с кубической нелинейностью и линейным демпфированием. К сожалению, данные, имеющиеся к тому времени, были недостаточны. Так, не было достаточно надежных данных 17 века. Основная ветвь амплитудно-частотной зависимости раздваивалась, причем более высокая ветвь соответствовала только 20-му веку, начиная с 30-х годов. В данной работе проводится анализ современных данных солнечной активности в рамках модели, основанной на уравнении Дуффинга.

Данные и их обработка. Для интервала 1700–2017 используем версию 2.0 чисел Вольфа SN [2]. Для 1610–1699 используем версию Свальгаарда-Шаттена GN [3]. Для совмещения используем соотношение $SN = 18.3GN$, $\rho = 0.94$. Согласно предыдущим работам, добавим на ветви спада цикла 4 дополнительный слабый цикл с $SN = 27$. Создадим знакопеременный ряд – (см. рис. 1а).

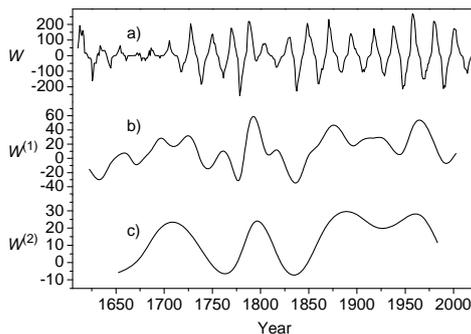


Рис. 1.

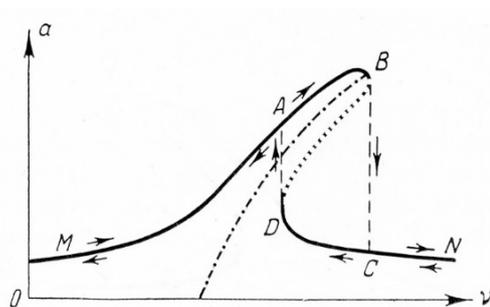


Рис. 2.

Для амплитудно-частотного анализа пойдем методом, близким к Empirical Mode Decomposition [5] и предложенным в [1]. Для вычисления частот и амплитуд цикла j , соответствующих ряду на рис. 1 а), используем моменты его экстремумов – максимумов и минимумов – T_j и значения в этих экстремумах W_j . Оценим частоты ν_j и амплитуды a_j как:

$$\nu_j = 100 / (T_{j+1} - T_{j-1}), \quad a_j = \frac{1}{4} (|W_j - W_{j-1}| + |W_{j+1} - W_j|) \quad (1)$$

Далее, для более длительных периодов колебаний сформируем аддитивную медленную компоненту:

$$W_j^{(1)} = \frac{1}{2} \left(\frac{W_{j+1} + W_{j-1}}{2} + W_j \right), \quad T_j^{(1)} = \frac{1}{2} (T_{j+1} + T_{j-1}). \quad (2)$$

для нее также оценим амплитуды и частоты по (1) и еще более медленную компоненту по (2), и так далее. Таким образом мы нашли локальные значения частот и амплитуд для всего альтернированного ряда цикличности.

Слабонелинейная колебательная система с внешним периодическим воздействием. Уравнение Дуффинга – это уравнение вида:

$$\ddot{x} + \omega^2 x + bx^3 + c\dot{x} = E \sin vt \quad (3)$$

динамической осциллирующей системы с хаотичным поведением. Для таких систем разработаны асимптотические методы решения (точных решений уравнение (3) не имеет). Важным способом представления решения (3) является амплитудно-частотная зависимость решения $a = a(\nu)$, характеризующая как бы «портрет» системы в принятых приближениях. Так, в первом приближении по [6] она выглядит для уравнения (3) с $b > 0$ как изображено на рис. 2. Здесь штрих-пунктирной линией изображена так называемая скелетная кривая – решение (3) с нулевой правой частью (невозмущенные колебания). Точками – участок BD – неустойчивое решение. При увеличении частоты внешней силы и достижении амплитуды точки В происходит замечательное явление: «срыв» амплитуды на нижнюю ветвь в точку С. Дальнейшее развитие может происходить двояко: при увеличении частоты будет задействована нижняя ветвь, а при уменьшении – в точке D амплитуда скачком перейдет на верхнюю ветвь.

Экспериментальная амплитудно-частотная зависимость. Эмпирические частоты и амплитуды получены, нанесем их на общий график. Оказалось, что для основной компоненты наименьший разброс точек обеспечивает сдвиг текущих частот вперед, так что изменения амплитуд на половину 22-летнего цикла запаздывают по отношению к изменениям частот (аналогичный эффект наблюдался и при рассмотрении обычного, знакопеременного 11-летнего цикла [7]). Это может быть понято, если, имея в виду наличие члена, описывающего демпфирование в (3), т.е. $c\dot{x}$, предпо-

ложить, что отклик на внешнее возбуждение в процессе динамо осуществляется не мгновенно, а передается системе за время порядка 11-летнего цикла. Полученная амплитудно-частотная зависимость приведена на рис. 3. Серыми кружками и стрелками приведен эпизод дальтоновского минимума от цикла № 2 до цикла № 7 по цюрихской нумерации. Такое поведение близко к изображенному на рис. 2 поведению срыва амплитуды

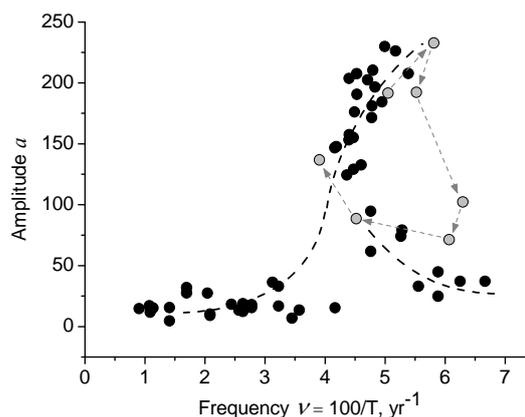


Рис. 3.

при достижении высоких значений на основной ветви амплитудно-частотной зависимости уравнения Дуффинга. Заметим здесь, что крайними для срыва амплитуды являются значения частоты $\nu_0 = 5.8$ (период около 17.2 лет) и амплитуды $a_0 = 230$. Первая величина дает верхнее значение для частот циклов основной ветви на (рис. 2, точка В), вторая же кладет предел для амплитуды циклов. Из этого следуют выводы: первый, что амплитуда циклов не может быть как угодно большой, и второй – при превышении частоты внешнего воздействия величины $\nu_0 = 5.8$ зависимость $a = a(\nu)$ соответствует нижней ветви (D-N на рис. 2) – т.е. глобальным минимумам. В целом же экспериментальная амплитудно-частотная зависимость солнечной цикличности, построенная по SN версии 2.0, близка к теоретической для уравнения (3), и солнечная цикличность может быть представлена как осциллятор (солнечное динамо), возбуждаемый внешней квазисинусоидальной силой. Заметим, что для знакопеременного ряда чисел Вольфа на графике амплитудно-частотной зависимости (рис. 3) обычному 11-летнему циклу солнечной активности будет соответствовать период в 22 года и частота $\nu = 4.5$.

Вхождение цикличности в режим глобальных минимумов. Рассмотрим, как цикличность входила в Маундеровский минимум, т.е. во второй половине 17 века, по вековым изменениям текущих частот (1) – см. рис. 4.

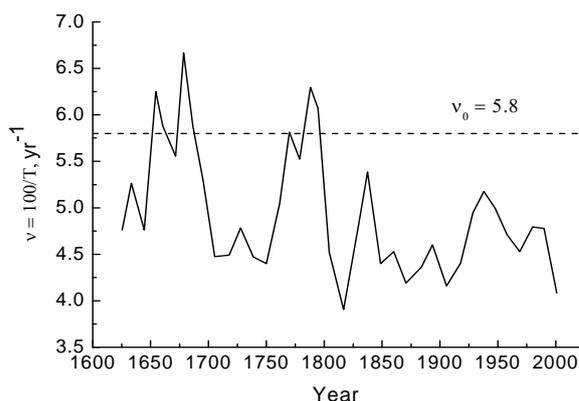


Рис. 4.

Мы видим, что вхождению в Маундеровский минимум соответствует резкое увеличение частоты за пределы $\nu_0 = 5.8$, что приводит к попаданию на нижнюю ветвь зависимости $a = a(\nu)$. Дальтоновскому минимуму также соответствует превышение граничной частоты.

Результаты. Амплитудно-частотная зависимость, построенная с использованием новых версий 2.0 *SN* и *GN*, в 22-летнем «знакопеременном» варианте согласуется с поведением, описываемым математической моделью дуффинговского осциллятора. На основе этой модели, переход с ветви соответствующей циклам с высокой амплитудой на ветвь циклов с низкой амплитудой должен происходить в циклах с коротким периодом около 8.6 лет. Действительно, такие условия наблюдались в период глобальных минимумов солнечной активности (минимумы Маундера и Дальтона). Другое важное заключение – амплитуда солнечного цикла ограничена и до тех пор, пока солнечное динамо остается в том же общем режиме как в настоящее время, амплитуда солнечных циклов не должна значительно превышать максимума наблюдавшегося в цикле 19.

Природа внешней квазисинусоидальной силы ведущей к неустойчивости солнечной цикличности в данной работе не рассматривалась. Однако заметим, что в качестве такой силы могут выступать, например, временные изменения дифференциального вращения или меридиональной циркуляции. Другие возможные механизмы включают взаимодействие циклов двух популяций пятен и взаимодействие циклов крупномасштабного и пятенного поля.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 16-02-00090) и программы ПРАН № 28.

Литература

1. Nagovitsyn, Yu.A. // *Astronomy Letters*, 1997, V. 23, Issue 6, pp.742-748.
2. Clette, F. et al. // *Space Science Reviews*, 2014, Vol. 186, Issue 1-4, pp. 35-103.
3. Svalgaard, Leif; Schatten, Kenneth H. // *Solar Physics*, 2016, V. 291, pp. 2653-2684.
4. Usoskin, I.G. et al. // *Astronomy and Astrophysics*, 2003, V. 403, pp.743-748.
5. Huang, N.E. et al. // *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 1998, vol. 454, pp. 903–995.
6. Боголюбов Н.Н. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний – Гос. Изд-во Физ.- Мат. Литературы, 1958.
7. Hathaway, D. // *Solar Physics*, 1994, V. 151, no. 1, p. 177-190.
8. Krylov, N.M., Bogolyubov, N.N. *Introduction to non-linear mechanics* – Princeton Univ. Press, 1947.

ДВЕ ПОПУЛЯЦИИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН: ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

Наговицын Ю.А.^{1,2}, Певцов А.А.^{1,3}, Осипова А.А.¹, Иванов В.Г.¹

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

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

³National Solar Observatory, Boulder, CO 80303, USA

TWO POPULATIONS OF SUNSPOT GROUPS: SPACE DISTRIBUTION

Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}, Pevtsov A.A.^{1,3}, Osipova A.A.¹, Ivanov V.G.¹

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

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

³National Solar Observatory, Boulder, CO 80303, USA

Confirmed the existence on the Sun of two populations of sunspot groups Large Long-living Groups, LLG (distributed lognormally) and Small Short-living, SSG (distributed lognormally or Weibull), divided by the lifetime of the group (less and strictly more than 5 days). The relative fraction of LLG varies with a latitude from 0.45 at mid latitudes to 0.25–0.30 at low and high. When constructing a butterfly diagram, the SSG shows a wide variation in latitude than the LLG. The width of the spot formation area for the calculated extreme values per year for the SSG in 97% of cases is greater than that of the LLG for the N-hemisphere, and 96% for the S-hemisphere. The average value of the residual is 7 degrees in the northern and 8 degrees in the southern hemispheres. It is shown that the N-S asymmetry is a common global process to which both the LLG and the SSG are subject. At the same time, the asymmetry of large groups of sunspots shows a somewhat larger variation of oscillations than the asymmetry of SSG.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-311-314

Две популяции групп солнечных пятен. В [1, 2] было показано, что средние характеристики (магнитные поля) солнечных пятен изменяются с 11-летним циклом. Для объяснения этого факта, а также для интерпретации т.н. эффекта Ливингстона-Пенна, в [3] было показано, что солнечные пятна образуют две популяции, каждая из которых обладает своим логнормальным распределением площадей и своим изменением физических характеристик в течение цикла. Заметим здесь, что впервые о существовании двух популяций пятен было заявлено еще в [4]. В дальнейшем в работах [5-9] показано, что группы солнечных пятен образуют две популяции: SSG (Small Short-living Groups): мелкие короткоживущие и LLG (Large Long-living Groups): крупные долгоживущие. Популяции разделяются по времени жизни: меньше и больше 5 дней [5], магнитному полю главных пятен: меньше и больше 2000 Гс [6, 7], вращению: однокомпонентному быстрому и двухкомпонентному быстрому и медленному [8]. Существова-

ние двух различных популяций пятен было также подтверждено в работах [10] по данным КА SDO и [11] по целому комплексу данных.

Два вида индексов солнечной активности. Традиционные индексы СА отражают присутствие в данный день или усредненное за месяц, год число носителей активности или их характеристик (площади, числа Вольфа и пр.). В этом случае вклад каждой группы пятен зависит от времени ее жизни. С практической точки зрения в этом случае мы отслеживаем роль геоэффективных событий. Назовем такой тип индексов «видимыми»: а- (apparent) индексами.

Можно ввести индексы другого типа, когда каждая группа пятен будет представлена только один раз, например, своей максимальной за время жизни площадью. В этом случае мы отслеживаем производительность динамо-процесса. Это «образующие» или g- (generative) индексы. Количество носителей активности и их свойства в данном случае являются репрезентативными характеристиками производительности динамо-процесса [12].

Данные. В работе мы будем использовать до 1976 г. гринвичский ряд RGO, а после – ряд кисловодской Горной станции Пулковской обсерватории KMAS. Возможность конструктивного продолжения ряда RGO рядом KMAS обсуждалась в [11, 13, 14]. Будут использованы исправленные за перспективные искажения площади групп пятен и их гелиографические широты. В качестве индексов выберем g-индексы, а именно, число групп той или иной популяции, а также их суммарную площадь в единицу времени.

Время жизни групп пятен и разделение на две популяции. В [5] приведен ход динамической плотности вероятности групп пятен по наблюдениям Гринвичской обсерватории до 1976 и KMAS – после, а также ее разделение на две популяции по признаку времени жизни ≤ 5 дней (SSG) и > 5 дней (LLG). Добавим к этому динамические гистограммы встречаемости отдельно для SSG и LLG (изолинии) – рис. 1.

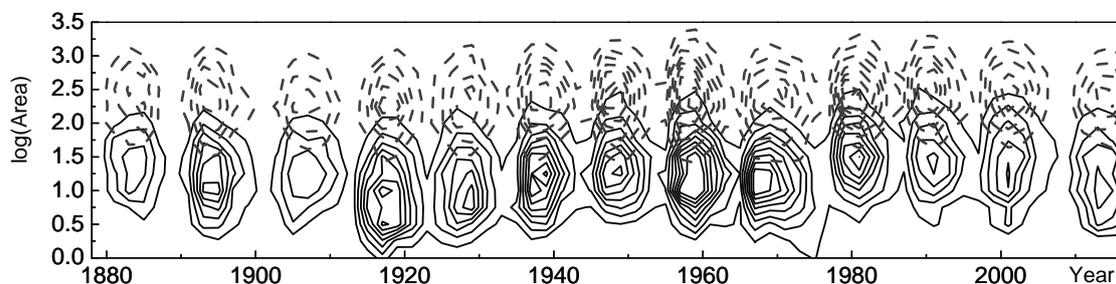


Рис. 1.

Далее, если мы говорим об индексах типа g, то мы можем говорить о двух подтипах этих индексов: первые характеризуют частоту появления (количество) групп C^* , вторые – их средние характеристики (например,

площадь) или накопленные – суммарную площадь A^* . Именно индексы S^* и A^* мы будем использовать в этой работе.

В целом, распределение площадей групп пятен двух популяций с аппроксимирующими гауссианами представлено на рис. 2 а). И этот рисунок, и рисунок 1 ясно показывают, что это распределение имеет бимодальный характер. Распределение LLG групп имеет ясный логнормальный вид, а SSG могут быть распределены или логнормально, или по Вейбулу, как утверждается в [14].

На рис. 2 б) приведено изменение относительного числа крупных групп LLG ко всему количеству групп, появившихся на разных широтах Солнца. Мы видим, что эта величина претерпевает сильные изменения с широтой: если на широтах 8–20 градусов почти половина (45%) групп – большие, то на высоких широтах они составляют лишь четверть всех групп. Этот результат соотносится с [5], где показана зависимость относительного числа крупных пятен от фазы цикла.

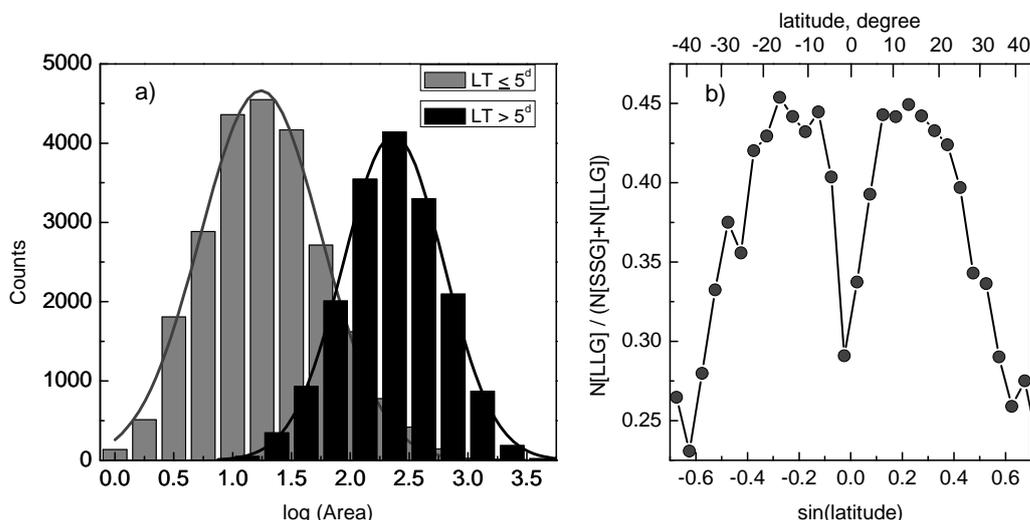


Рис. 2.

Широтное распределение групп пятен в разных популяциях. Вслед за работой [15] (где рассмотрен разброс по широте для пятен с площадью < 50 и > 50 мдп) рассмотрим разброс по широте для SSG и LLG. Применим ранговый подход. Для каждого года найдем широты, максимальные и минимальные по абсолютной величине в каждой из популяций. Полученные значения сгладим за 3 точки. Оказывается, широтная протяженность области пятнообразования SSG в 97% случаев больше таковой LLG – для N-полушария, в 96% – для S-полушария. Среднее значение невязки – 7 град в северном и 8 град в южном полушариях. Это обстоятельство лишний раз говорит о физическом отличии популяций.

Асимметрия пятнообразования. В качестве параметра асимметрии в этой работе выберем традиционный: $A_s = (N - S)/(N + S)$, а под N и S бу-

дем понимать накопленные за год значения индексов A^* и C^* . Ход A_s за 144 года для крупных и мелких пятен в указанных индексах приведен на рис. 3.

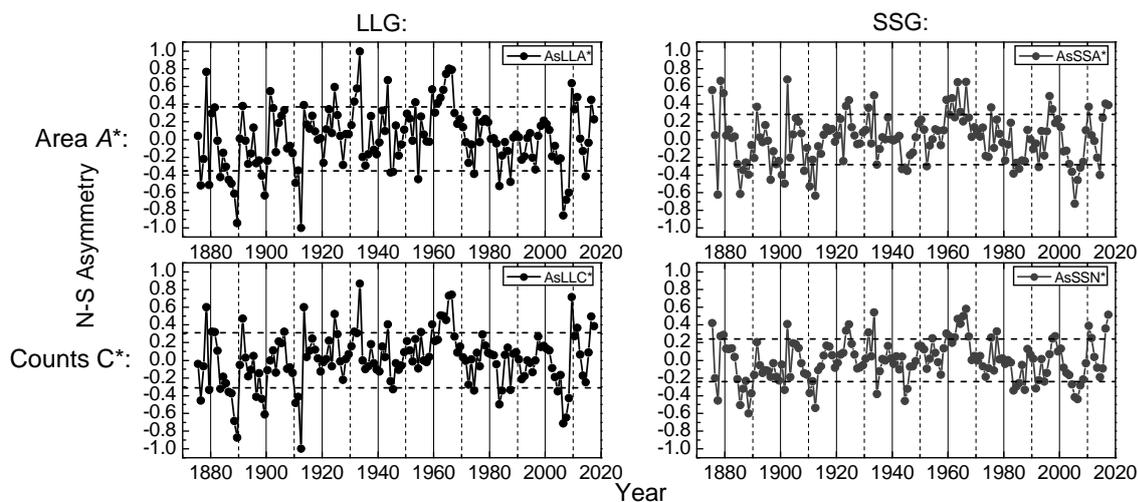


Рис. 3.

При рассмотрении этого рисунка бросается в глаза, что A_s крупных групп пятен показывает больший разброс колебаний (см. также средне-квадратические отклонения, отмеченные пунктиром), но в целом эпизоды экстремальной асимметрии повторяются на всех рисунках. Таким образом, асимметрия – общий глобальный процесс, которому подвержены и LLG, и SSG популяции.

Выводы. Основной вывод нашего исследования: подтверждается, что на Солнце существуют две популяции групп солнечных пятен, различающиеся по своим свойствам.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-00090, 18-32-00555) и программы Президиума РАН № 28.

Литература

1. Pevtsov A.A. et al. // *Astroph. Journ. Lett.*, 2011, V. 742, Issue 2, L36, 4 pp.
2. Pevtsov A.A. et al. // *Solar Physics*, 2014, V. 289, pp.593-602.
3. Nagovitsyn Yury A., Pevtsov Alexei A., Livingston William C. // *The Astrophysical Journal Letters*, 2012, Vol. 758, Issue 1, L20, 5 pp.
4. Dmitrieva, M.G. et al. / *IAU Symp. no. 35*, p. 174, 1968.
5. Nagovitsyn, Yu.A., Pevtsov, Alexei A. // *Ap.J.*, 2016, V. 833, article id. 94, 6 pp.
6. Nagovitsyn, Yu.A. et al. // *Astron. Lett.*, 2016, V. 42, Issue 10, pp.703-712.
7. Nagovitsyn, Yu.A. et al. // *Astron. Nachrichten*, 2017, V. 338, Issue 1, pp. 26-34.
8. Nagovitsyn, Yu.A. et al. // *Astron. Lett.*, 2018, V. 44, Issue 3, pp.202-211.
9. Osipova, A.A.; Nagovitsyn, Yu.A. // *Geom. Aeron.*, 2017, V. 57, Issue 8, pp.1092-1100.
10. Tlatov, A.G.; Pevtsov, A.A. // *Solar Phys.*, 2014, V. 289, Issue 4, pp.1143-1152.
11. Muñoz-Jaramillo, A. et al. // *Astroph. Journ.*, 2015, V. 800, Issue 1, article id. 48, 19 pp.
12. Charbonneau, P. // *Liv. Rev. Solar Phys.*, 2005, V. 2, Issue 1, article id. 2, 83 pp.
13. Balmaceda, L. et al. // *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 2005, V. 76, p. 929.
14. Muñoz-Jaramillo, A. et al. // *Astroph. Journ.*, 2015, V. 804, Issue 1, article id. 68, 12 pp.
15. Kostyuchenko, I.G. // *Geom. Aeron.*, 2017, V. 57, Issue 7, pp.814-820.

**АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ И СПЕКТРА
ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ
23 СЕНТЯБРЯ 2014 Г. ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ RHESSI, SDO,
NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH**

Овчинникова Е.П.¹, Шабалин А.Н.¹, Глобина В.И.², Чариков Ю.Е.¹

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

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

**ANALYSIS OF SPATIAL STRUCTURE, HARD X-RAY SPECTRUM
IN THE FLARE OF SEPTEMBER 23, 2014, BASED ON RHESSI, SDO,
NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH OBSERVATIONS**

Ovchinnikova E.P.¹, Shabalin A.N.¹, Globina V.I.², Charikov Yu.E.¹,

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

An analysis of 09/23/2014 23:11UT solar flare, GOES-class M2.5 is presented. The radio (Nobeyama Radioheliograph) and X-ray (RHESSI) radiation maps, their temporal and spatial evolution were studied in detail. The magnetic field in the chromosphere and the corona of the active region were extrapolated. Based on radio and X-ray dynamics, it is convenient to divide magnetic arcade into two parts - the northern and the southern. The northern part is a magnetic loop with the ratio $B_{max}/B_0 \sim 7$ in the north footpoint and ~ 1.8 in the south footpoint ($B_0 \sim 120G$). The southern part represents a set of loops extending from north to south and connecting large magnetic spots with the ratios $B_{max}/B_0 \sim 25$ in the north and $B_{max}/B_0 \sim 9$ in the south. The time profile has a complex structure: the build up phase, a sequence of three peaks growing in amplitude and a decay phase. During the build up phase, two sources of hard X-rays (25–50 keV) are observed in the northern and southern parts of the arcade. X-ray sources are associated with radiation from the southern footpoints of the loops. The absence of sources in the northern part of the loops is probably caused by a strong asymmetry of the loop magnetic field. The position of radio emission sources (17, 34 GHz) coincides with the regions of the minimum of the magnetic field. At the moment of the main peak, the source of hard X-rays in the northern part of the arcade was associated with the footpoint of the north magnetic loop.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-315-318

Обработка и интерпретация жесткого рентгеновского и гиротронного излучения солнечных вспышек позволяют модельно восстановить параметры ускоренных электронов (поток, спектр, поляризацию) и плазмы – концентрацию, возможно размер области излучения. Следует заметить, что указанные параметры характеризуют пучок и плазму только в момент излучения, но не в момент инжекции и, тем более, в момент ускорения. При этом, удастся восстановить вид распределения электронов только по энергии, распределение по питч-углам остается неизвестным [1, 3]. В моделях, учитывающих кинетику процессов распространения элек-

тронов, ввиду сложности расчетов, рассматриваются упрощенные магнитные структуры вспышечных петель [2]. В данной работе проведен анализ наблюдательных данных **комплексной** структуры во вспышечной области, которую нельзя свести к однопетлевому приближению, с целью дальнейшего моделирования кинетических процессов для рассматриваемого события.

Конфигурация магнитного поля и динамика локальных источников излучения вспышки SOL2014-09-23

По магнитограммам HMI/SDO [6] в пакете GX_SIMULATOR [5] была восстановлена геометрия магнитного поля в хромосфере и короне Солнца на момент развития вспышки SOL2014-09-23. Восстановленная структура представляет собой совокупность магнитных петель, образующих аркаду (рис. 1). Исходя из различия в эволюции локальных источников регистрируемого радио и рентгеновского излучений, представим аркаду как состоящую из северной и южной частей. Северная часть представляет собой магнитную петлю с отношением $V_{\max}/V_0 \sim 7$ на севере и ~ 1.8 на юге ($V_0 = 121$ Гс). Южная часть - совокупность петель, протянувшихся с севера на юг и соединяющих крупные, разнополярные пятна с чрезвычайно большим градиентом магнитного поля – отношения $V_{\max}/V_0 \sim 25$ на севере и $V_{\max}/V_0 \sim 9$ на юге. Одной из важных особенностей данного события является динамика жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ): локальные источники (данные RHESSI) наблюдаются в разные моменты времени, максимумы интенсивности которых приходятся на разные фазы вспышки.

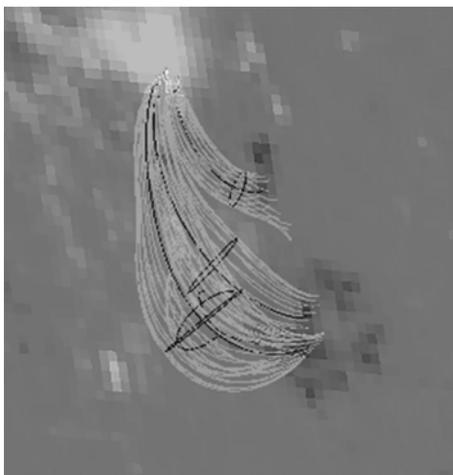


Рис. 1. Фоновое изображение – магнитограмма HMI/SDO и магнитные петли, полученные методом LFFF. Север – в верхней части рисунка.

На фазе роста потока наблюдаются два источника ЖРИ (рис. 2) в северной и южной частях аркады. Источники ассоциированы с излучением из южных оснований петель. Отсутствие зеркальных северных источников в основаниях вызвано сильной асимметрией магнитного поля и анизотро-

пией ускоренных электронов в момент инъекции. Положение источника радиоизлучения (17, 34 ГГц) [3] совпадает с областями минимума магнитного поля для северной магнитной петли. Максимум потока для северного источника ЖРИ (рис. 2) наблюдается в момент второго пика рентгеновского излучения, а энергетический спектр, рассчитанный с учетом альбедо, аппроксимируется степенным законом с показателем $\gamma \sim 2.7$.

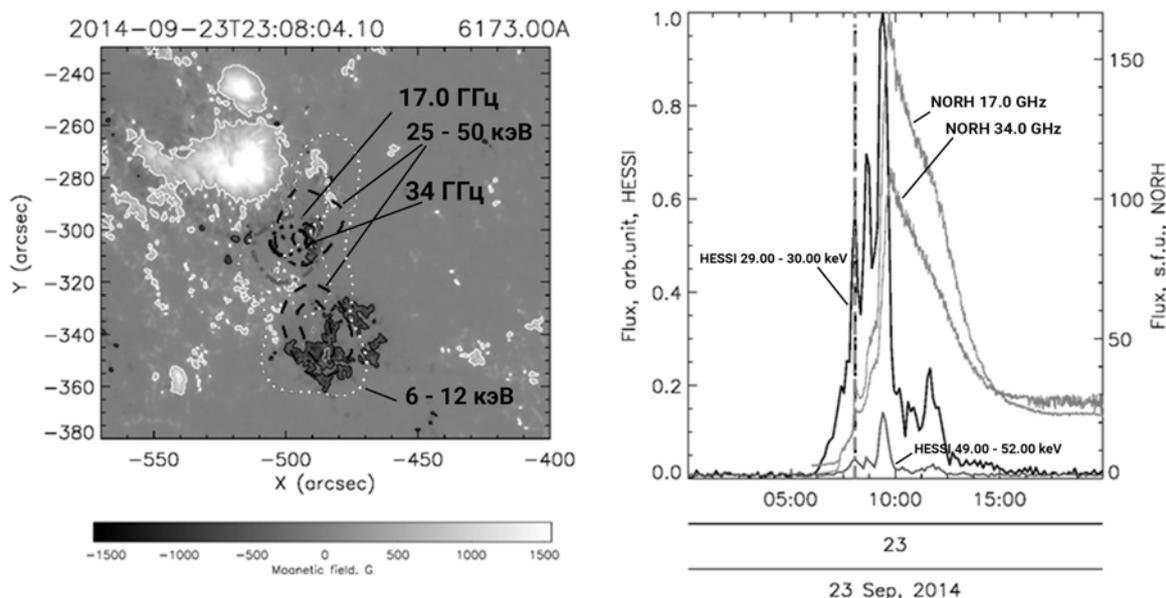


Рис. 2. Для момента времени первого пика ЖРИ: *слева* – магнитограмма HMI/SDO (контуры на уровне 275 Гс). Поверх магнитограммы нанесены контурные линии жесткого рентгеновского (6–12, 25–50 кэВ, RHESSI) и радио излучения (17, 34 ГГц, NORH). *Справа*: скорости счета 29–30 кэВ, 49–52 кэВ и поток на частотах 17 ГГц, 34 ГГц.

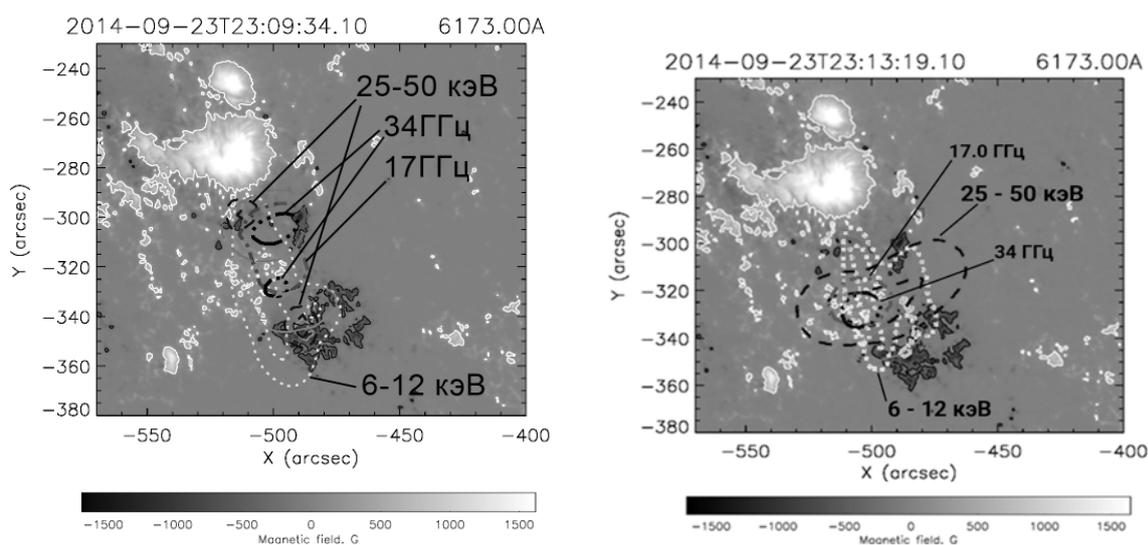


Рис. 3. Магнитограмма и контуры ЖРИ (описание см. рисунок 2). *Слева*: в момент главного пика, *справа*: на фазе спада рентгеновского излучения.

На фазе главного пика (рис. 3. слева) для источника ЖРИ южной части аркады наблюдается максимум излучения, показатель спектра с учетом

альбедо $\gamma \sim 3.0$. В северной части аркады источник ЖРИ смещается, его положение невозможно однозначно ассоциировать с конкретной областью магнитной петли. Данный источник может быть локализован как в вершине северной петли, так и в основании одной из петель южной части аркады. Подробнее этот вопрос рассматривается при моделировании радио и рентгеновского излучения данного источника [7]. Радио излучение локализовано в двух областях, положение которых соотносится с минимумами магнитного поля северной и южной частей аркады.

На фазе спада (рис. 3, справа) локализация рентгеновских и радио источников соответствует картине захвата электронов в ловушку в области минимума магнитного поля – то есть в верхней части петли.

Заключение

Проделанный анализ локализации и динамики источников ЖРИ и радиоизлучения в восстановленной конфигурации магнитного поля для вспышки SOL2014-09-23 позволяет перейти к следующему этапу работы – моделированию процессов распространения ускоренных электронов с целью определения параметров пучка и плазмы, как в момент инжекции, так и в последующие моменты, связанные с излучением ЖРИ и гигагерцового радиоизлучения [7].

Работа Овчинниковой Е.П., Шабалина А.Н. и Глобиной В.И. поддержана грантом РФФИ мол_а № 18-32-00405

Литература

1. *Brown J.C.* // Solar Physics. 1971. № 3 (18). С. 489–502.
2. *Charikov Y.E., Shabalin A.N., Kuznetsov S.A.* // Geomagnetism and Aeronomy. 2017. № 8 (57).
3. *Huang G., Nakajima H.* // The Astrophysical Journal. 2009. № 1 (696). С. 136–142.
4. *Ning Z., Cao W.* // Solar Physics. 2009. № 2 (257). С. 335–350.
5. *Nita G.M. et al.* // The Astrophysical Journal. 2015. № 2 (799). С. 236.
6. *Schou J. et al.* // Solar Physics. 2012. № 1 (275). С. 229-259.
7. *Шабалин А.Н. и др.* // XXII Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018». Труды. ГАО, СПб, 2018.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ И ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКЕ 10 СЕНТЯБРЯ 2017 Г. ПО ДАННЫМ RHESSI, SDO

Овчинникова Е.П.¹, Шабалин А.Н.¹, Чариков Ю.Е.¹, Опарин И.Д.²

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

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

ELECTRON BEAM AND PLASMA AT THE LOOPTOP OF SOLAR FLARE OF SEPTEMBER 10, 2017.

Ovchinnikova E.P.¹, Shabalin A.N.¹, Charikov Yu.E.¹, Oparin I.D.²

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

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

The solar flare of 2017-09-10 15:52:00UT (GOES X8.2) is investigated. This flare was localized on the west limb of the Sun, lower part of magnetic loops was occulted for observations. The RHESSI spectrometer registered a single coronal source of hard X-rays. GOES time profile has long decreasing form, soft X-ray flux exceeded the flux from C-class flare during 12 hours after peak time. The spectrum of nonthermal bremsstrahlung X-ray extends from energies 7 keV to 200 keV with break energy of 50 keV, spectral indices of the broken power law spectrum at the maximum of HXR flux are 7 and 3 respectively. The spectra of accelerated electrons were reconstructed by Tikhonov's regularization method, and by forward-fitting of a thin target model. The slopes of energy spectra of accelerated electrons obtained by these methods are coincides. The size of a soft X-ray source of ~ 6 arc seconds was estimated by RHESSI images. Using the values of the emission measure and the volume of the emitting source, a plasma density was estimated $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ and plasma temperature was obtained 40 MK. The delay spectrum for the HXR time series of different energies has a decreasing shape that is atypical for the HXR looptop source. The decreasing shape of time delay spectrum does not correspond to a trap plus precipitation model. Therefore, the peculiar magnetic field, the isotropy in the distribution of accelerated electrons, and also the presence of turbulence are expected.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-319-322

В данной работе анализируется мощная лимбовая вспышка SOL2017-09-10T15:52, GOES класс X8.2. Интерес к изучению данного события вызван тем, что спектрометром RHESSI [3] был зарегистрирован единственный корональный локальный источник жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ), а возможные источники в основаниях скрыты лимбом. В ультрафиолетовом излучении SDO AIA [2] на временах порядка часов после максимума вспышки наблюдается последовательность горячих петель, образующих аркаду. В мягком рентгеновском излучении (1–8 Ангстрем) по данным GOES наблюдался длительный плавный спад,

значение потока превышало мощность событий класса C на протяжении 12 часов после максимума вспышки (рис. 1).

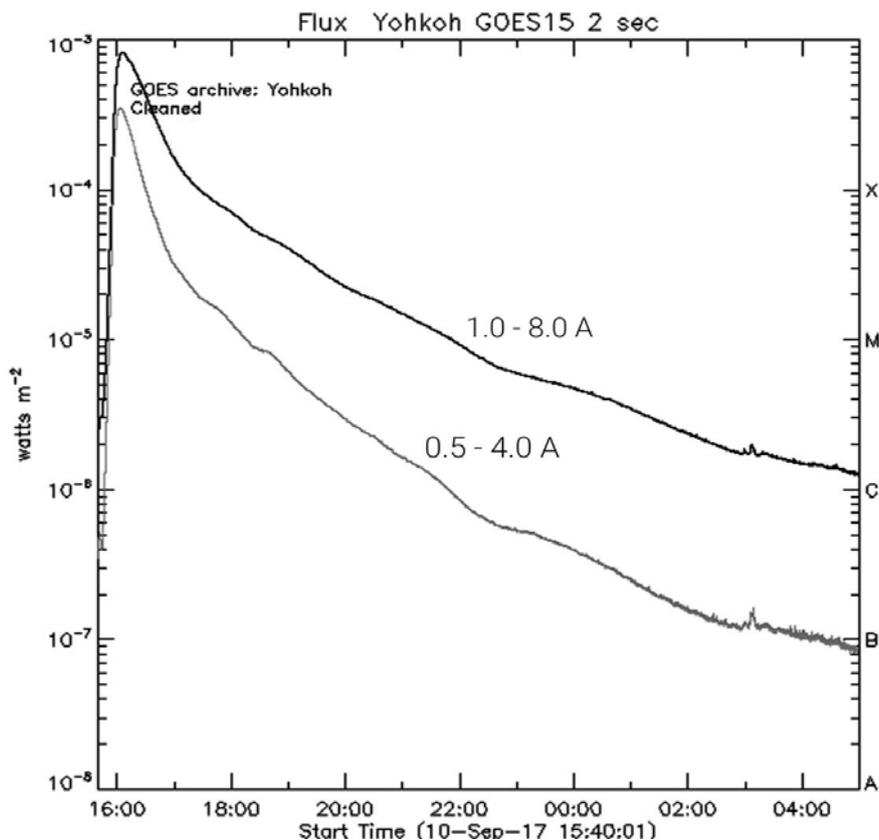


Рис. 1. Временной профиль вспышки SOL2017-09-10 по данным GOES.

Также в период длительного спада по данным RHESSI наблюдались локализованные корональные источники рентгеновского излучения, что свидетельствует о дополнительных актах ускорения частиц, продолжающихся в последующие часы после максимума вспышки. В момент времени 19:13:00UT (рис. 2) наблюдается разделение источников, как в жестком, так и в мягком рентгеновском диапазонах. Источники локализируются в вершинах петель, представляющих аркаду и регистрируемых в ультрафиолетовом диапазоне (171Å). Такая картина, скорее всего, свидетельствует об ускорении частиц в разных петлях аркады в различные моменты времени. Источники в мягком и жестком рентгеновском интервале энергий, смещаются в короне по направлению от лимба Солнца. За первые 20 минут источник сместился на ≈ 20 угловых секунд, максимальная скорость смещения составила ≈ 30 км/с (рис. 3). В целом за 12 часов источник переместился на 100 угловых секунд, на длительной фазе события скорость смещения не менялась и составляла ≈ 2 км/с.

В результате обработки данных были получены энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения. Энергетическое распределение рассматривалось в виде двухстепенной функции, для фазы макси-

мума показатели спектра составили $\delta_1 \approx 7$, $\delta_2 \approx 3$, с точкой излома ≈ 50 кэВ. Кроме того, были восстановлены спектры ускоренных электронов методом регуляризации Тихонова [4], а также методом прямого фитирования в двухстепенных моделях тонкой и толстой мишеней. Метод регуляризации Тихонова не требует предположения о форме искомого электронного спектра. Поэтому, полученные с помощью этого метода результаты будем считать образцом для дальнейшего выбора модели обработки спектров.

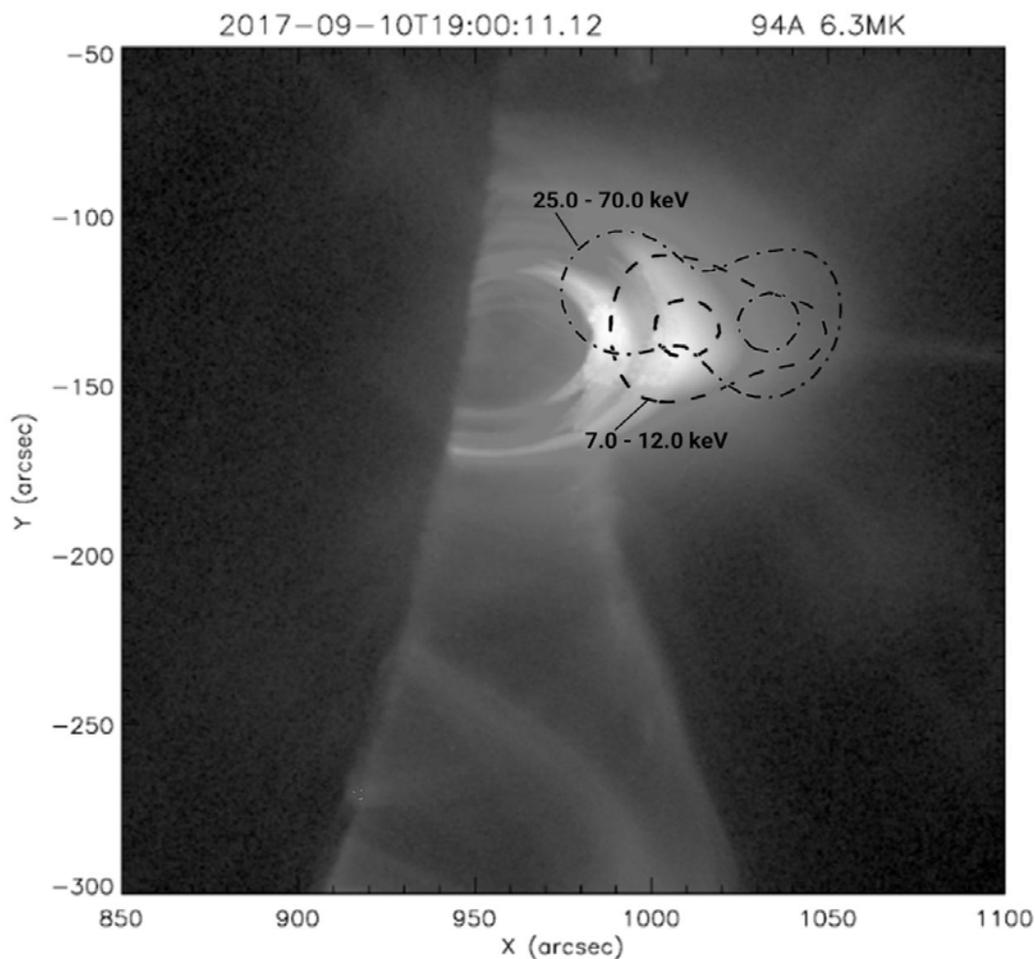


Рис. 2. Изображение ультрафиолетового излучения 171Å (AIA/SDO). Поверх нанесены контурные линии ЖРИ (7–12, 25–70 кэВ, RHESSI). Момент времени 19:13:00UT (соответствует трем часам после максимума вспышки)

Жесткости энергетических спектров ускоренных электронов, определенные методами регуляризации и прямого фитирования в модели тонкой мишени, совпадают, но не повторяют результаты толстой мишени. Это можно интерпретировать как не применимость модели толстой мишени для рассматриваемого источника.

Помимо спектров были построены изображения источников в мягком рентгеновском диапазоне, получена оценка размера источника жесткого рентгеновского излучения ~ 6 угловых секунд (7–12 кэВ). Используя

значения меры эмиссии и объема излучающего источника, было рассчитано среднее значение концентрации плазмы $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и температуры 40МК.

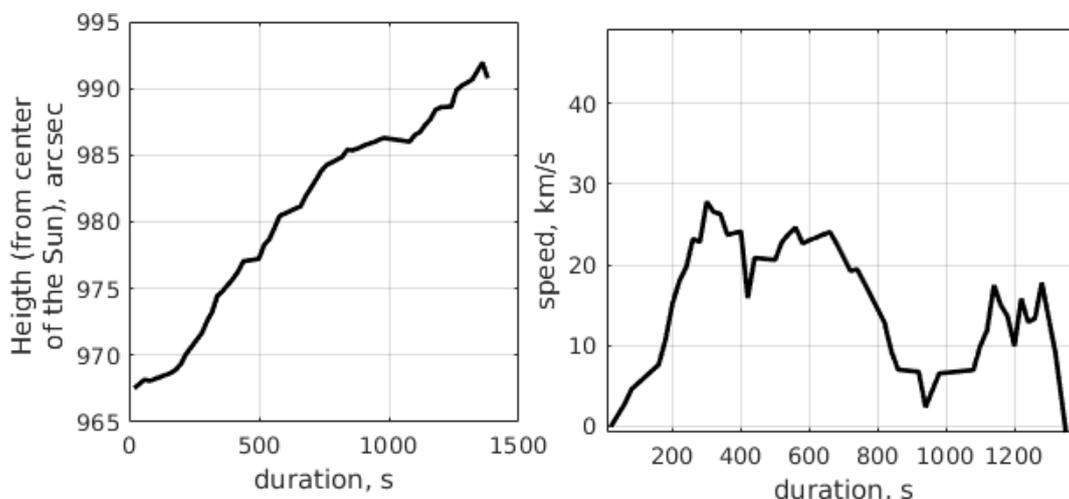


Рис. 3. Слева: смещение положения SXR (7–12 кэВ) источника во времени. Справа: скорость смещения источника во времени.

Спектр временных задержек имеет не характерный для вершины вид – спадающий с энергией, не соответствующий модели ловушки с высыпанием [1], что накладывает определенные условия на конфигурацию магнитного поля (симметричная, $V_{\max}/V_{\min} \leq 7$), на анизотропию в распределении ускоренных электронов (требуется распределение, близкое к изотропному), на энергетический спектр электронов ($\delta_1 \leq 3$), а также указывает на наличие турбулентности.

Литература

1. Yu.E. Charikov et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, №7(55), С. 1000-1007.
2. J.R. Lemen, et al. // *Solar Physics*, 2012, № 1(275), С. 17-40.
3. Lin R.P. et al. // *Solar Physics*, 2002, № 1/2 (210), С. 3–32.
4. A.F. Verlan, B.S. Sizikov. Kiev, Naukova Dumka, 1986. С. 235-256.

ВОЗМОЖНЫЙ ВКЛАД ГРАВИТАЦИОННОГО ВЛИЯНИЯ ЮПИТЕРА И САТУРНА В 60-ЛЕТНЮЮ ВАРИАЦИЮ ГЛОБАЛЬНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Огурцов М.Г.^{1,2}

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

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE POSSIBLE CONTRIBUTION OF THE GRAVITATIONAL INFLUENCE OF JUPITER AND SATURN TO THE 60-YEAR VARIATION OF GLOBAL TEMPERATURE

Ogurtsov M.G.^{1,2}

¹*Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

A possible connection between 60-year variation of global temperature and the corresponding cycle in the positions Jupiter and Saturn is considered. It is demonstrated that the gravitational modulation of the flux of cosmic dust by Jupiter and Saturn is the most perspective mechanism of influence of the giant planets on the Earth's climate. If Jupiter and Saturn produce 10–30% variation in the flux of extraterrestrial substance entering the atmosphere it can cause 0.03–0.10°C temperature variation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-323-326

Недавно в работах [1, 2] была отмечена возможная связь между 60-летней вариацией глобальной температуры, достигающей 0.2–0.3°C, и соответствующим циклом в расположении планет Юпитер и Сатурн (см. рис. 1). Скафетта [1, 2] обратил внимание на то, что положение Юпитера и Сатурна в Солнечной системе повторяется каждые 60 лет (период обращения Юпитера – 11.86 лет, а Сатурна – 29.42 года). Он предположил, что этот гравитационный цикл способен влиять на климат Земли. Коэффициент корреляции аномалии глобальной температуры после удаления линейного тренда ΔT_{detr} со скоростью движения Солнца вокруг центра масс солнечной системы V_{SC} равен 0.18 (уровень доверия (у.д.) 0.86). Кросс-спектр Фурье этих двух величин имеет пики на 20 годах (синодический период Юпитера и Сатурна, у.д. 0.57) и на 56 годах (у.д. 0.85). Определённая связь между возмущениями гравитационного поля в Солнечной системе, связанными с движением Юпитера и Сатурна (V_{SC} – индикатор этих возмущений) и вариацией ΔT_{detr} не исключена. Однако какой-либо физический механизм подобного влияния предложен не был.

В последнее время появились исследования возможного влияния на климат Земли потоков внеземного вещества, поступающего в атмосферу. Ермаков и др. [3] предположили, что пыль и аэрозольные частицы косми-

ческого происхождения способны служить ядрами конденсации (ЯК) и, следовательно, влиять на облачный покров Земли. Глобальное поступление космического вещества в атмосферу равно 1.8-98.5 килотонн/год [4,5].

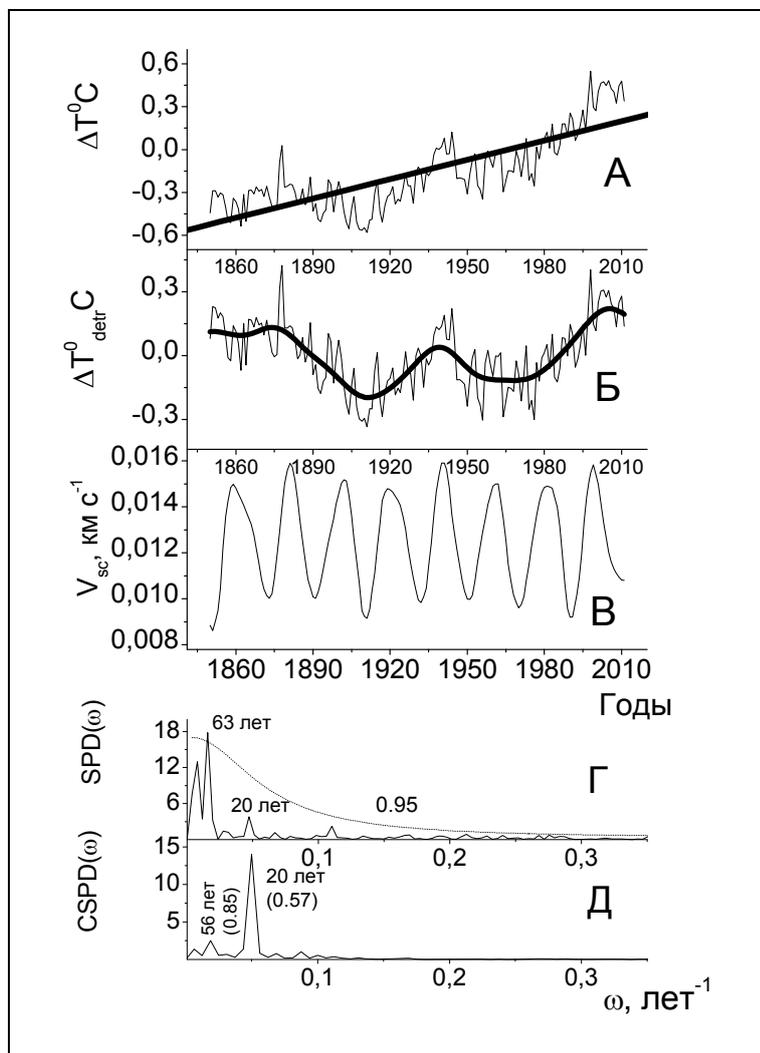


Рис. 1.
 А – тонкая линия – аномалия глобальной температуры земной поверхности ΔT . Жирная линия – тренд;
 Б – тонкая линия – аномалия глобальной температуры после удаления линейного тренда ΔT_{detr} ;
 В – скорость движения Солнца вокруг центра масс солнечной системы V_{sc} ; Г – спектр Фурье ΔT_{detr} ; Д – кросс-спектр серий ΔT_{detr} и V_{sc} .

Экспериментальные исследования показали, что в тропической тропосфере $\approx 1\%$ аэрозольных частиц (4–1000 нм) имеет космическую природу [6]. Но в тропиках интенсивность выпадения метеорного вещества минимальна, на средних широтах она в 3–10 раз выше [7]. Примем, что в среднем 2% ЯК тропосфере имеют космическую природу. Считая, что:

(а) число облачных капель N_d связано с числом аэрозольных ЯК N_a как:

$$N_d = N_a^\alpha, \quad (1)$$

где $\alpha = 0.06-0.7$ [8].

(б) Площадь облака пропорциональна $N_d^{2/3}$.

(в) Полный радиационный форсинг глобальной облачности равен -27.7 Вт м⁻² [9].

Получим для радиационного форсинга, связанного с облачностью космической природы:

$$\Delta F (\text{Вт м}^{-2}) = 0.554 \times 2 / 3\alpha \times \frac{\Delta F l^{\text{extr}}}{F l^{\text{extr}}} . \quad (2)$$

Тогда, полагая для климатической чувствительности $\lambda_c = 0.4\text{--}1.2 \text{ С Вт}^{-2} \text{ м}^2$ [10], получим температурный отклик, приведённый на рис. 2.

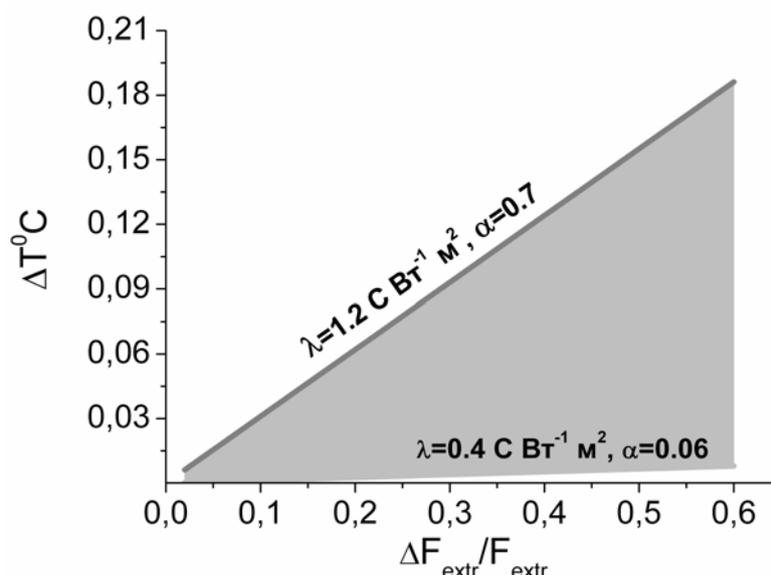


Рис. 2. Зависимость изменений среднеглобальной температуры Земли от колебаний потока внеземного вещества, поступающего в атмосферу Земли.

В рамках рассмотренного механизма 60-летняя вариация потока внеземного вещества с амплитудой 10–30% может обеспечить вариацию глобальной температуры в 0.03–0.10°C. Оценить, насколько возможны такие колебания пока непросто, т.к. распределение межпланетного вещества в солнечной системе известно плохо, особенно за пределами 5 а.е.

Проведённый анализ показал, что:

- 1) Имеются указания на связь 60-летней вариации глобальной температуры с соответствующим астрономическим циклом
- 2) Вращательное движение Юпитера и Сатурна вокруг Солнца приводит к ощутимым возмущениям гравитационного поля в солнечной системе.
- 3) Физические механизмы передачи возмущений гравитационного поля, связанных с перемещениями Юпитера и Сатурна, на процессы, происходящие в земной атмосфере, существуют.

Работа была поддержана грантами РФФИ 16-02-00090, 18-02-00583.

Литература

1. *Scafetta N.* Empirical evidence for a celestial origin of the climate oscillations and its implications // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2010, V. 72, P. 951–970.

2. *Scafetta N.* Testing an astronomically based decadal-scale empirical harmonic climate model versus the IPCC (2007) general circulation climate models // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2012, V. 80, P. 124–137.
3. *Ermakov V.I., Okhlopkov V.P., Stozhkov Yu.I.* Influence of cosmic rays and cosmic dust on the atmosphere and Earth's climate // *Bull. Rus. Acad. Sci.: Physics*, 2009, V. 73, P. 416–418.
4. *Mathews, J.D., D. Janches, D.D. Meisel, and Q.H. Zhou.* The micrometeoroid mass flux into the upper atmosphere: Arecibo results and a comparison with prior estimates // *Geophys. Res. Lett.*, 2001, 28, 1929.
5. *Nesvorny D., Jenniskens P., Levison H.F., et al.* Cometary origin of the zodiacal cloud and carbonaceous micrometeorites: Implications for hot debris disks // *Astrophysical Journal*, 2010, 713, 816-836.
6. *Froyd K.D., Murphy D.M., Sanford T.J. et al.* Aerosol composition of the tropical upper troposphere // *Atmos. Chem. Phys.*, 2009, 9, 4363–4385.
7. *Dhomse, S.S., R.W. Saunders, W. Tian, M.P. Chipperfield, and J.M.C. Plane.* Plutonium-238 observations as a test of modeled transport and surface deposition of meteoric smoke particles // *Geophys. Res. Lett.*, 2013, 40, 4454–4458.
8. *Feingold G., Eberhard W.L., Veron D.E., Previdi M.* First measurements of the Twomey indirect effect using ground-based remote sensors // *Geophys. Res. Lett.*, V. 30, N 6, P. 1287–1299.
9. *Marsh N., Svensmark H.* Cosmic rays, clouds and climate // *Space Sci. Rev.*, 2000, V. 94, N 1–2, P. 215–230.
10. IPCC, Summary for Policymakers. Climate Change 2013: The physical science basis. Contribution of working group I to the fifth assessment report of the intergovernmental panel on climate change. Eds. Stocker T.F., Qin D., Plattner G.-K., et al. – Cambridge, United Kingdom and New York: Cambridge University Press. 1535 p. 2013.

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЛОКАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ
ПОТОКА МЮОНОВ, РЕГИСТРИРУЕМОГО В ГОДОСКОПИЧЕ-
СКОМ РЕЖИМЕ, ВО ВРЕМЯ МОЩНЫХ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ
ГЕЛИОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ 2017 ГОДА**

Осетрова Н.В., Астапов И.И., Мельникова И.А.

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ», Москва, Россия

**INVESTIGATION OF THE LOCAL ANISOTROPY OF MUON FLUX
DETECTED IN HODOSCOPIC MODE DURING POWERFUL
GEOEFFECTIVE HELIOSPHERIC DISTURBANCES 2017**

Osetrova N.V., Astapov I.I., Melnikova I.A.

*National Research Nuclear University MEPHI (Moscow Engineering Physics Institute),
Moscow, Russia*

Active processes on the Sun are the main source of disturbances in the interplanetary space. Today, monitoring and forecasting of dangerous phenomena in the near-Earth space and the Earth's atmosphere are necessary. Most of such researches are based on data from satellites. They are placed at the Earth orbit and provide information about disturbances shortly before their impact on the magnetosphere. The use of cosmic rays for such studies allows us to obtain information about the processes occurring in the heliosphere much earlier, because they move at a speeds close to the speed of light.

The muon hodoscope URAGAN registers cosmic ray muon flux at the Earth's surface simultaneously from various directions. This makes it possible to study the anisotropy of the muon flux caused by heliospheric phenomena, such as the passage of coronal mass ejections (CME) in the interplanetary space. In this paper an analysis of data MH URAGAN is presented. The response of the muon hodoscope for geoeffective coronal mass ejections that occurred in 2017 is investigated. The selection of CME is carried out using the CACTus database, which is formed on the basis of the analysis of the data of the LASCO C2/C3 coronagraphs (SOHO) and COR2 (STEREO A, B).

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-327-330

Основным источником возмущений в межпланетном пространстве являются активные процессы на Солнце, изучение которых необходимо для мониторинга и своевременного прогнозирования последующего воздействия опасных явлений на околоземное пространство и атмосферу Земли. Большинство исследований сегодня основано на данных, получаемых со спутниковых аппаратов. Применение космических лучей для подобных исследований также позволяет получать информацию о процессах, происходящих в гелиосфере.

Частицы первичных космических лучей, попадая в атмосферу, взаимодействуют с ядрами атомов воздуха и генерируют вторичную компоненту, основную часть которой на поверхности Земли составляют мюоны. Они с хорошей точностью сохраняют направление движения первичных

частиц, что позволяет проводить исследования пространственно-угловых вариаций космических лучей (КЛ) в околоземном пространстве. Наибольшее влияние в периоды повышенной солнечной активности на потоки КЛ в межпланетном пространстве оказывают корональные выбросы массы (КВМ). В работе рассматриваются КВМ, произошедшие в 2017 году.

Мюонный годоскоп (МГ) УРАГАН [1] регистрирует поток мюонов космических лучей на поверхности Земли одновременно с различных направлений, что дает возможность изучать анизотропию потока мюонов [2], вызванную гелиосферными явлениями, в том числе, прохождением корональных выбросов масс в межпланетном пространстве. Годоскоп является широкоапертурным координатно-трековым детектором, способным регистрировать мюоны в широком диапазоне зенитных углов ($0-80^\circ$) и используется для изучения характеристик пространственно-угловых вариаций потока мюонов. МГ состоит из четырех супермодулей общей площадью $\sim 46 \text{ м}^2$ и обладает высокой пространственной ($\sim 1 \text{ см}$) и угловой ($\sim 1^\circ$) точностью. Каждый супермодуль состоит из восьми слоев стримерных трубок, оснащенных двухкоординатной системой внешних считывающих полосок-стрипов. Зарегистрированные мюоны с реконструированным направлением прилета записываются в двумерную угловую матрицу, которая представляет собой снимок верхней полусферы в потоке мюонов с экспозицией в 1 минуту.

Для описания углового распределения потока мюонов используется вектор локальной анизотропии \vec{A} , который представляет собой сумму единичных векторов, имеющих направления реконструированных треков отдельных мюонов, нормированную на их число. Вектор локальной анизотропии указывает среднее направление прихода мюонов, которое близко к вертикальному. В качестве характеристики его отклонений от среднего направления используется длина горизонтальной проекции r_h вектора относительной анизотропии, представляющего собой разницу между текущим значением вектора и средним вектором анизотропии, вычисленным за длительный промежуток времени: $\vec{r} = \vec{A} - \langle \vec{A} \rangle$.

Отбор корональных выбросов масс производился из базы данных SACTus [3], которая формируется на основе анализа данных коронографов LASCO C2/C3 (космический аппарат SOHO) и COR2 (космические аппараты STEREO A, B). Рассматривались КВМ, произошедшие в 2017 году, скорость которых более 500 км/с. Светлыми точками на графиках (рисунки 1 и 2) обозначены отобранные корональные выбросы. Если время начала выбросов отличалось менее чем на 12 часов, то такие выбросы объединялись в группы и рассматривались как единые события – черные точки на рисунках. Для каждой группы событий рассчитано среднее время вылета и средняя скорость [4].

Каждая серия событий была классифицирована как геоэффективная или негеоэффективная. Под геоэффективными событиями понимают такие

события, которые оказали непосредственное влияние на радиационную, геомагнитную и электромагнитную обстановку в околоземном пространстве [5].

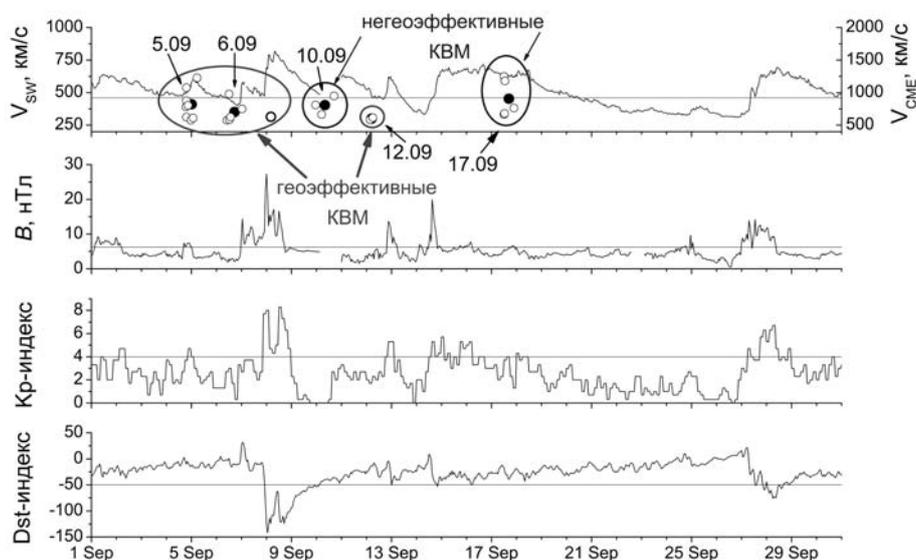


Рис. 1.

На рисунке 1 представлены временные ряды параметров межпланетного магнитного поля – скорости солнечного ветра и индукции, а также индексов геомагнитной активности – Kp и Dst . Горизонтальными линиями для V_{sw} и B обозначен порог значений, превышающий среднее на σ , для индексов Kp и Dst – порог, обозначающий магнитную бурю. На первом графике нанесены КВМ и группы КВМ с соответствующими скоростями. Видно, что группы 5 и 6 сентября 2017 г. оказали влияние на магнитосферу Земли – скорость солнечного ветра возросла до 821 км/с, а индукция ММП до 27 нТл. Значения индексов $Kp = 8$, $Dst = -150$ соответствуют очень сильной магнитной буре. Группа 12 сентября также классифицирована как геоэффективная: $V_{sw} = 694$ км/с, $B = 20$ нТл, $Kp = 5$, $Dst = -50$. События 10 и 17 сентября непосредственного влияния на магнитосферу не оказали и были классифицированы как негеоэффективные.

На рисунке 2 представлены временные ряды параметров локальной анизотропии потока мюонов за сентябрь 2017 года, выраженные в единицах среднеквадратичных отклонений [2]. Сверху вниз: r_s – проекция локальной анизотропии на направление географического юга, r_E – проекция локальной анизотропии на направление географического востока, r_h – проекция вектора относительной анизотропии на горизонтальную плоскость. Горизонтальными линиями на каждом графике отмечены значения 3σ . Из рисунка видно, что наибольший отклик в мюонном годоскопе дали геоэффективные события: все параметры значительно превышают установленные пороги. 6 сентября в 09:00 значение r_s/σ_{r_s} достигло 4, а 08 сентября в 04:00 $r_s/\sigma_{r_s} = -6.5$. Кроме того, 13 сентября в 05:00 $r_s/\sigma_{r_s} = -5$.

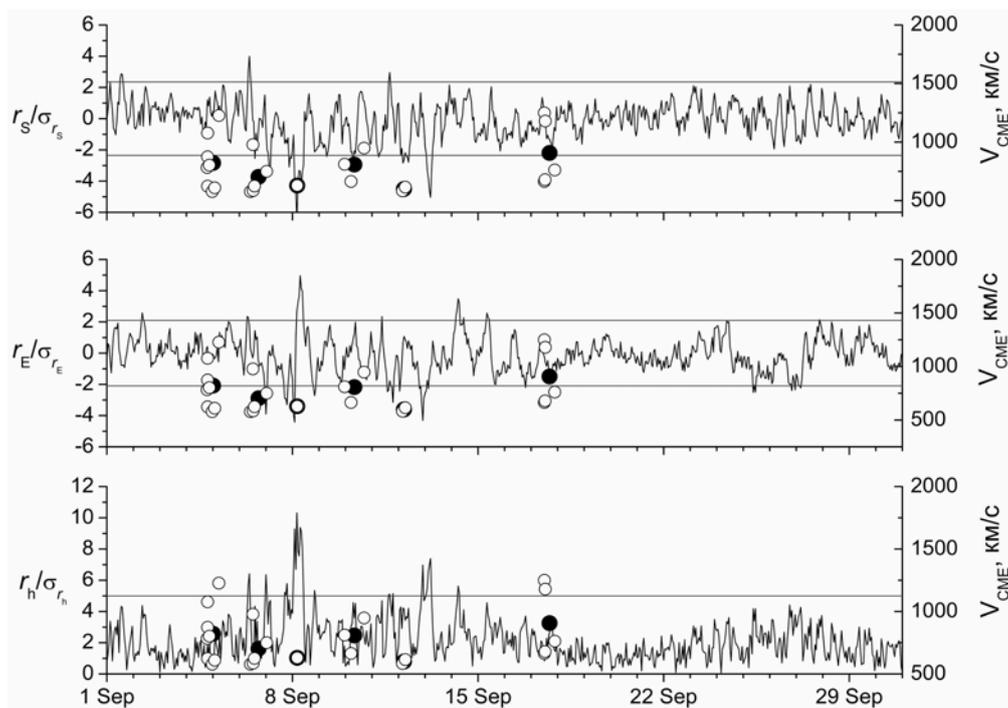


Рис. 2.

Аналогично, для значений параметра r_E/σ_{r_E} максимальное значение зарегистрировано 8 сентября в 07:00 и составляет 5, кроме того, в 02:00 $r_E/\sigma_{r_E} = -4.4$. 12 сентября в 22:00 $r_E/\sigma_{r_E} = -4.3$. Таким образом, определен отклик МГ УРАГАН на геоэффективные события 5, 6 и 10 сентября. Во временном ряду r_h/σ_{r_h} отклик годоскопа более заметен. Максимальные значения – отклики на события 5, 6, 10 сентября – зафиксированы 8.09 в 04:00 $r_h/\sigma_{r_h} = 10.3$ и 13.09 в 05:00 $r_h/\sigma_{r_h} = 7.4$, при этом первый отклик – 6 сентября в 9:00 $r_h/\sigma_{r_h} = 6.4$.

Аналогичным методом проанализированы все отобранные события, произошедшие в 2017 году. Рассмотрено 55 групп корональных выбросов массы, 36 из них классифицированы как геоэффективные. Аномально активным для периода снижения солнечной активности являлся сентябрь 2017 году, в котором произошедшие КВМ вызвали сильную магнитную бурю на Земле. В 2017 году отклик годоскопа УРАГАН на КВМ зафиксирован в 56% случаев, а для геоэффективных события составил 58%.

Работа выполнена в Научно-образовательном центре НЕВОД НИЯУ МИФИ при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 8-32-00161 мол_а).

Литература

1. Н.С. Барбашина и др. // ПТЭ. 2008. № 2. С. 26.
2. I.I. Astapov et al. // Advances in Space Research. V. 56. I. 12. P. 2713.
3. База данных CACTus: <http://www.sidc.be/cactus/>
4. I.I. Astapov et al. // 25th ECRS. 2016. Conf. 16-09-04.3 arXiv: 1701.00070
5. И.Н. Мягова и др. //Астрономический вестник. 2013. Т. 47 (2), с. 141.

НОВЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ МАГНИТОГРАФ КРАО РАН И НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Плотников А.А., Куценко А.С.

Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Крым, Россия

A NEW SOLAR CRAO MAGNETOGRAPH AND SOME FEATURES OF MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS

Plotnikov A.A., Kutsenko A.S.

Crimean astrophysical observatory, Nauchny, Crimea, Russia

We propose a simple method to estimate the value of the magnetic field strength from Stokes I and V only. The method is based on measuring of the difference between I+V and I-V Stokes profile extrema. This difference is approximately proportional to the Zeeman splitting of the spectral line. Applying the method to Hinode/SOT-SP data showed a good agreement between our results and that obtained by the High Altitude Observatory team. We also applied our method to the first spectra measurements acquired by a new solar spectropolarimeter at the Crimean Astrophysical Observatory. The analysis also showed a good agreement between our observations and SDO/HMI measurements.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-331-334

Один из основных методов измерения магнитных полей в звездных атмосферах основан на эффекте Зеемана, который заключается в расщеплении спектральных линий атома, помещенного во внешнее магнитное поле. Расщепление всегда пропорционально модулю вектора магнитного поля [1]:

$$\Delta\lambda = g \frac{\lambda_0^2 e}{4\pi m_e c^2} |B|, \quad (1)$$

где g – Ланде-фактор линии, λ_0 – несмещенная длина волны линии, e – заряд электрона, m_e – масса электрона, c – скорость света.

Измерение поляризации зеемановского мультиплета позволяет определить направление вектора магнитного поля относительно луча зрения: продольное магнитное поле приводит к излучению с круговой поляризацией, поперечное – с линейной.

Измерения линейно-поляризованного света сильнее подвержены зашумлению от посторонних источников, нежели свет круговой поляризации. Однако, использование лишь компонент, поляризованных по кругу (соответственно, лишь I и V компонент вектора Стокса), позволяет провести оценку и продольной составляющей магнитного поля, и модуля его вектора, и, как следствие, – наклона его к лучу зрения.

Оценить продольную составляющую магнитного поля позволяет, например, приближение слабого поля. Из уравнений переноса следует (см., например, [1]), что интенсивность V -компоненты вектора Стокса пропорциональна продольной компоненте магнитного поля:

$$V(\lambda) = -\frac{dI}{d\lambda} g \Delta\lambda \cos\theta = -\frac{dI}{d\lambda} g \frac{\lambda_0^2 e}{4\pi m_e c^2} B_z, \quad (2)$$

где $\cos\theta$ – угол между вектором магнитного поля и лучом зрения.

Линейная зависимость сохраняется до значения, зависящего от параметров линии. Для линии Fe I 630.25 нм, используемой для анализа в этой работе, это значение составляет около 2500 Гс.

Для нахождения модуля вектора магнитного поля требуется измерить расщепление между компонентами. В слабых полях расщепление будет меньше, чем доплеровское уширение линий, однако использование круговых поляризаций позволяет «отделить» их друг от друга. При наличии продольного магнитного поля смещенные компоненты будут иметь разно-сторонние круговые поляризации [2]. Расстояние между минимумами профилей $I \pm V$ будет примерно соответствовать двойной величине зеемановского расщепления (рис. 1). Блендирование компонент будет приводить к небольшому смещению минимумов по сравнению с реальным положением смещенного компонента, однако данный эффект будет снижаться с ростом величины магнитного поля. Таким образом, измерив разность между положениями экстремумов профилей $I+V$ и $I-V$, можно приближенно оценить величину модуля вектора магнитного поля из уравнения (1).

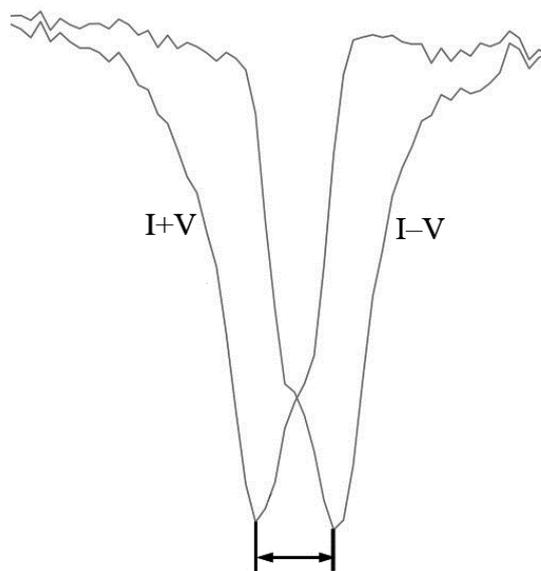


Рис. 1. Метод определения модуля вектора магнитного поля с использованием круговых поляризаций.

Для полноценного определения вектора магнитного поля требуется проводить сложную задачу инверсии профилей Стокса, подбирая множе-

ство параметров: направление магнитного поля, его градиенты, параметры атмосферы и др. Такая задача требует больших вычислительных ресурсов и качественной модели атмосферы звезды. Однако зачастую описанные выше простые закономерности позволяют получить адекватную оценку параметров магнитного поля.

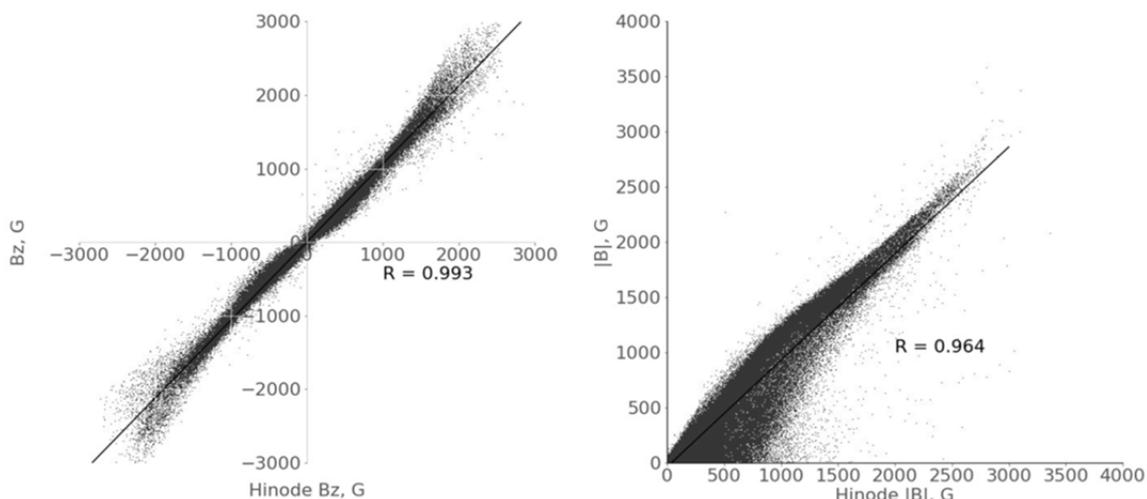


Рис. 2. Диаграммы рассеяния для продольной компоненты магнитного поля (*слева*) и модуля вектора магнитного поля (*справа*).

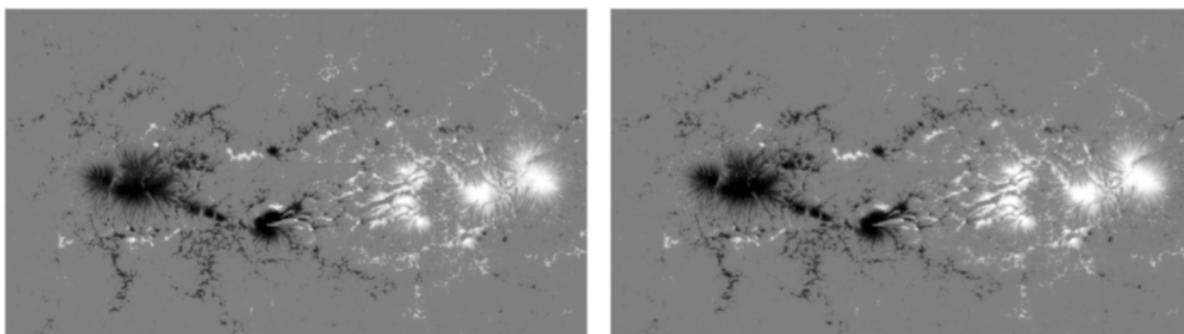


Рис. 3. Сравнение магнитограмм продольного магнитного поля. *Слева* – данные из этой работы, *справа* – данные НАО.

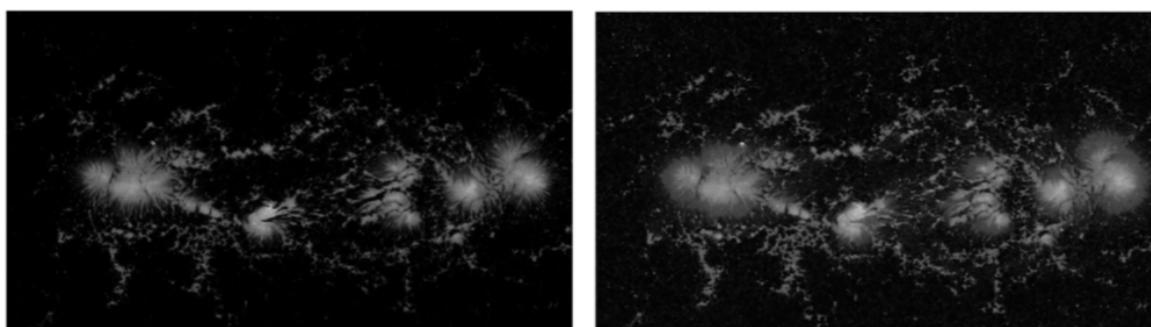


Рис. 4. То же, что и на рис. 3, для модуля вектора магнитного поля.

Предложенный в данной работе метод оценки магнитного поля был протестирован на данных спектрополяриметра Hinode/SOT/SP. Получен-

ные в данной работе магнитограммы сравнивались с результатами полноценной инверсии вектора Стокса, выполненной в High Altitude Observatory (HAO). На рис. 2–4 приведено сравнение для активной области NOAA 12645.

В данное время также проводится разработка и создание нового спектрополяриметра телескопа БСТ-1 Крымской астрофизической обсерватории. Для получения спектрополяриметрических данных ФЭУ были заменены на линейные ПЗС-камеры, что позволило проводить измерения спектров в поляризованном по кругу излучении. Тестовые наблюдения были проведены в течение лета 2018 г. Описанные выше методы были применены к данным, полученным на БСТ-1 (рис. 5). На рис. 5 показано сравнение магнитограмм БСТ-1 с наблюдениями инструмента SDO/HMI.

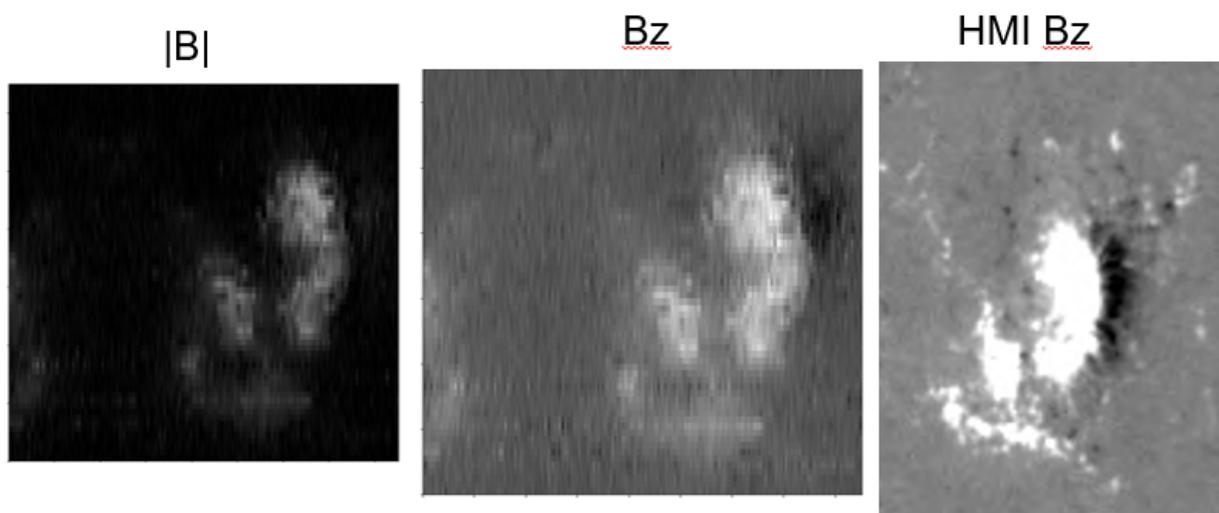


Рис. 5. Обработка данных, полученных на БСТ-1. Для сравнения справа приведена магнитограмма той же области, сделанная спутником HMI.

Как видно, описанный простой метод дает хорошие оценки модуля вектора магнитного поля. Сравнение полученных магнитограмм с результатами других научных групп показывает хорошее согласие описанных методов с данными полноценной инверсии параметров Стокса.

Литература

1. *Degl'Innocenti E.L., Landolfi M.* Polarization in spectral lines – Kluwer Acad. Publ., 2004.
2. *Брей Р., Лоухед Р.* Солнечные пятна – М.: Мир, 1967.

ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ АНОМАЛЬНОГО ПРОГРЕВА СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ В ЭПОХУ МИНИМУМА АКТИВНОСТИ ЦИКЛА

Романов К.В.

*Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева,
г. Красноярск, Россия*

PHYSICAL MECHANISM OF ANOMAL HEATING OF THE SOLAR CHROMOSPHERE AT THE MINIMUM ACTIVITY OF THE CYCLE

Romanov K.V.

Krasnoyarsk State Pedagogical University named after V.P. Astafyev, Krasnoyarsk, Russia

The article studies the generation of a stable wave flux at the photospheric level by the oscillations of large-scale magnetic fields in the upper layers of the convective zone of the Sun. The generated weak shock waves provide an anomalous heating of the solar chromosphere in the age of minimal cycle activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-335-338

1. Введение

Проблема аномального прогрева солнечной хромосферы относится к числу фундаментальных физических задач по исследованию активного Солнца, изучаемых в наблюдательных данных и в теоретических исследованиях [1, 2] вплоть до настоящего времени.

Наиболее интересна задача изучения феномена аномального прогрева солнечной атмосферы в эпоху минимума активности Солнца. По данным наблюдений аномальный прогрев характеризуется высокой степенью однородности вдоль солнечной поверхности и устойчивостью структуры прогрева в течение длительного времени [3].

В настоящей работе исследуется физический механизм генерации устойчивого волнового потока на фотосферном уровне колебаниями крупномасштабных магнитных полей в конвективной зоне Солнца [5]. Колебания магнитного поля генерируют поток слабых ударных волн, обеспечивающих феномен аномального прогрева солнечной хромосферы [5]. Изучаются особенности механизма генерации волнового потока, обеспечивающие устойчивость и однородность структуры аномального прогрева солнечной хромосферы в эпоху минимума активности цикла.

2. Результаты расчётов

На рис. 1,2 представлены результаты расчёта нелинейной фазы развития неустойчивости Паркера для магнитной трубки, расположенной в экваториальной плоскости Солнца, со следующими начальными параметрами:

волновое число $m = 4$, напряжённость магнитного поля $H_0 = 2 \cdot 10^6$ Гс. Для модели внутреннего строения Солнца из работы [4] глубина потери устойчивости $h = -188000$ км от фотосферного уровня.

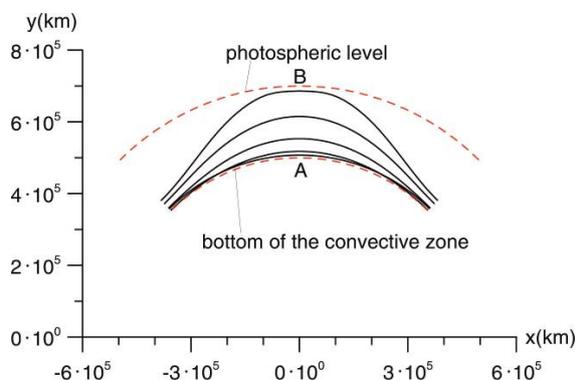


Рис. 1. Всплытие магнитной трубки к фотосферному уровню (экваториальная плоскость Солнца, стадия подъёма, время подъёма 3.2 часа. Начальные данные: $H_0 = 2 \cdot 10^6$ Гс, $m = 4$).

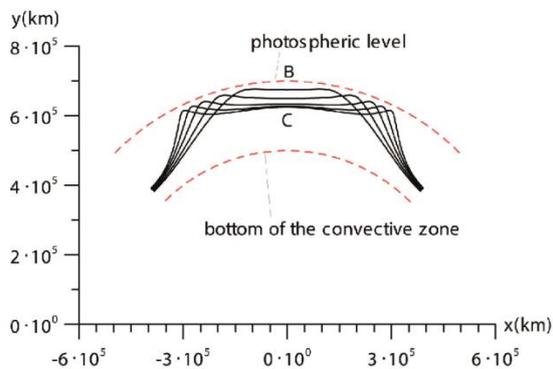


Рис. 2. Нелинейные колебания верхней части арочной структуры вблизи фотосферного уровня (экваториальная плоскость Солнца, стадия опускания, время опускания 2.3 часа. Начальные данные: $H_0 = 2 \cdot 10^6$ Гс, $m = 4$).

При развитии неустойчивости Паркера реализуются квазигармонические колебания верхней части всплывающей арочной структуры магнитного поля вблизи фотосферного уровня. Установление устойчивого колебательного процесса реализуется в два этапа:

1. Полное развёртывание арочной структуры магнитного поля до стадии полного торможения за счёт натяжений магнитных линий в верхних слоях конвективной зоны (рис. 1).

2. Опускание верхней части арочной структуры до нижней точки полного торможения (рис. 2).

Далее верхняя часть арки магнитного поля совершает устойчивые квазигармонические колебания в диапазоне глубин (CD) (рис. 3). Колебания реализуются в потенциальной яме (рис. 3), минимум которой расположен на глубине -21000 км ниже фотосферного уровня. Колебания магнитного поля реализуются в дозвуковом режиме (рис. 4) и генерируют слабые ударные волны, распространяющиеся через фотосферный уровень в солнечную атмосферу.

Колебания тонких магнитных трубок вблизи фотосферного уровня служат источником слабых ударных волн, диссипация энергии которых разогревает нижние слои солнечной атмосферы, в устойчивом режиме.

На рис. 5–6 приведены распределения глубины срыва магнитного поля (h_{cr}), глубины достижения максимальной скорости подъёма ($h_{V_{max}}$), глубины достижения максимальной скорости подъёма в числах Маха ($h_{V_{max}}(M)$),

глубины торможения магнитной трубки (h_{\min}) в зависимости от начальной напряжённости магнитного поля в момент срыва (H_{cr} (Gs)) в спектральном диапазоне $1 \leq m \leq 4$. Главной замечательной особенностью представленных распределений является неизменность выделенных параметров при изменении начальной напряжённости в широком диапазоне значений: $0 \leq H_{\text{cr}} \leq 2 \cdot 10^6$ (Gs).

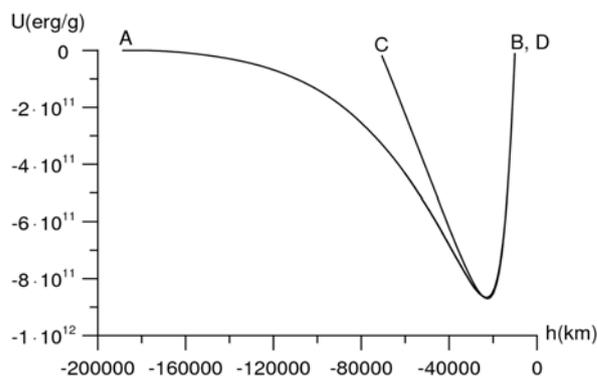


Рис. 3. Распределение удельной потенциальной энергии от глубины.

Рис. 4. Формирование устойчивых квазигармонических колебаний магнитной трубки вблизи фотосферного уровня.

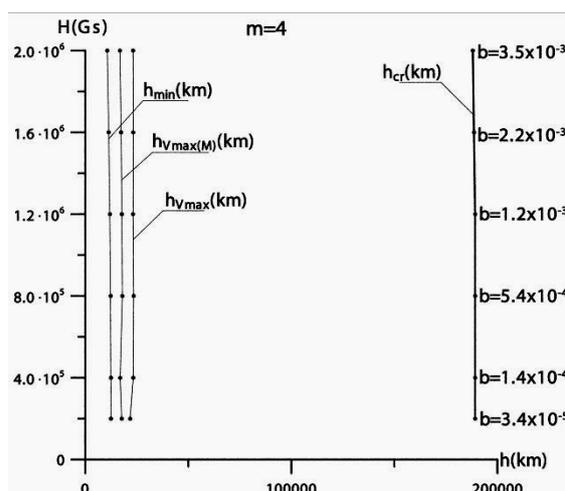
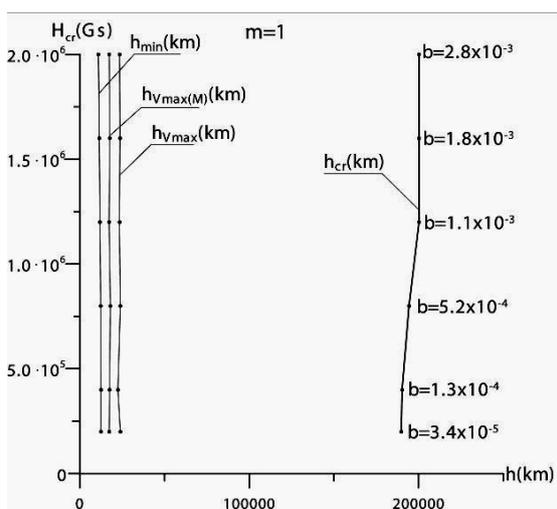
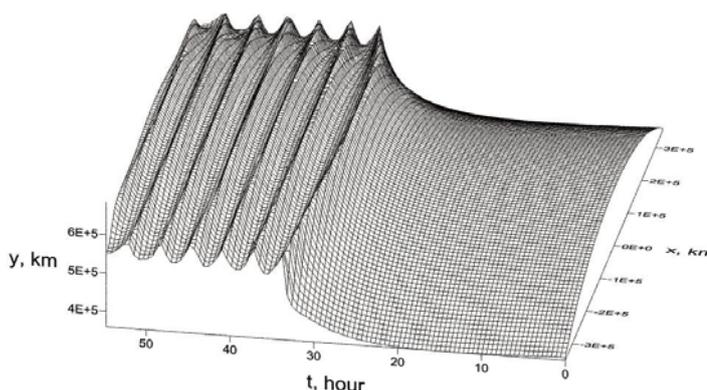


Рис. 5. Глубина торможения (h_{\min}), глубина максимальной скорости подъёма ($h_{v_{\max}}$), глубина максимальной скорости подъёма в числах Маха ($h_{v_{\max}(M)}$), глубина потери устойчивости трубки (h_{cr}) в зависимости от напряжённости магнитного поля H_{cr} (Gs) при $m = 1$, $m = 4$.

Заключение

В эпоху минимума активности цикла атмосфера Солнца имеет стабильную пространственную форму. Эффект аномального прогрева по наблюдательным данным стабильно реализуется [2, 5] и по результатам настоящей работы объясняется следующим образом. Магнитные поля с малыми значениями напряжённости стабильно неустойчивы в нижних слоях конвективной зоны за счёт диффузии из верхних слоёв зоны лучистого переноса [5]. Критические значения напряжённости поля для развития неустойчивости Паркера стабильны (рис. 5, 6) и от напряжённости магнитного поля практически не зависят. Сброс магнитных полей при развитии неустойчивости Паркера в спектральном диапазоне $1 < m < 4$ ($\lambda > 10^6$ км) обеспечивает стабильный прогрев солнечной атмосферы с высокой степенью однородности вдоль солнечной поверхности в эпоху минимума активности цикла. Поскольку генерируются слабые ударные волны мощность аномального прогрева небольшая, размеры аномально прогретой солнечной хромосферы невелики.

Литература

1. Zaitsev V.V., Urpo S., Stepanov A.V. Temporal dynamics of Joule heating and DC-electric field acceleration in single flare loop // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 357. № 3. p. 1105–1114.
2. Abbett W.P. The Magnetic Connection between the Convection Zone and Corona in the Quiet Sun // *Astrophys. J.* 2007. V. 665. P. 1469–1488.
3. Priest E.R. *Solar Magnitohydrodynamics* – Boston Reidel. 1982. 430 p.
4. Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., etc. The current state of Solar modeling // *Science*. 1996. V. 272. P. 1286.
5. Alekseenko S.V., Mezentsev A.V., Romanov V.A., Romanov D.V., Romanov K.V. Stabilization of emerging magnetic field in the upper layers of the Solar convective zone // *Rus. J. Eng. Thermophys.* 1998. V. 8. № 1–4. P. 109-119.

**ДИНАМИКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ
БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, РЕКОНСТРУИРОВАННЫХ
НА ОСНОВЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 11 ИЮНЯ 2003 ГОДА**

**Савченко М.И.¹, Ватагин П.В.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2},
Лазутков В.П.¹, Моторина Г.Г.², Скородумов Д.В.¹**

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

**DYNAMICS OF THE ENERGY SPECTRA OF FAST ELECTRONS
RECONSTRUCTED ON THE BASIS OF HARD X-RAY RADIATION
OF SOLAR FLARE ON 11 JUNE 2003**

**Savchenko M.I.¹, Vatagin P.V.¹, Kudryavtsev I.V.^{1,2},
Lazutkov V.P.¹, Motorina G.G.², Skorodumov D.V.¹**

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*
²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

Solar flares on June 11, 2003 (X-ray class X1.6) were recorded by the IRIS X-ray spectrometer installed on the KORONAS-F station [1], in hard x-rays in 32 energy channels. The flare of June 11, 2003 began in the hard X-ray range at 20:03. Flare have an expressed impulsive structure. The results of the reconstruction of hard X-ray emission spectra with taking into account the instrumental function of the X-ray spectrometer are presented here as well as the reconstruction of the energy distributions of fast electrons that generate this radiation. Reconstruction of the hard X-ray spectra is performed by the method of random search, and electron spectra are reconstructed using the Tikhonov method for solving integral equations. The behavior of the energy spectra of electrons at different stages of flares is analyzed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-339-342

Рентгеновское излучение солнечных вспышек содержит наиболее непосредственную информацию о процессах энерговыделения в солнечных вспышках. Рентгеновское излучение солнечных вспышек является тормозным излучением тепловых электронов горячей плазмы и нетепловых ускоренных электронов. В последнее десятилетие получены многочисленные результаты по регистрации жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) во время вспышек на Солнце (см. обзоры [2–4]). Характеристики ЖРИ (поток, спектр, направленность, поляризация, временная структура) несут информацию о функции распределения высокоэнергичных электронов и динамике их ускорения. Для восстановления функции распределения быстрых электронов во вспышечной петле необходимо решать обратную задачу на основе измеренных энергетических спектров ЖРИ.

В данной работе были реконструированы энергетические распределения ускоренных электронов для солнечной вспышки 11.06.2003 рентгенов-

ского класса X1.6 с координатами N12W53 на основе спектров ЖРИ, полученных рентгеновским спектрометром ИРИС на борту орбитальной станции «КОРОНАС-Ф» [1]. Восстановление спектра ЖРИ по приборному спектру и реконструкция спектра ускоренных электронов производились аналогично [5]. Спектр ЖРИ вспышек восстанавливался по приборному спектру без априорного задания вида спектра (решалась обратная задача) методом случайного поиска. Задача реконструкции спектров электронов по спектру ЖРИ решалась с помощью регуляризации исходного интегрального уравнения по методу Тихонова [6]. В расчетах использовалось нерелятивистское сечение для электронов.

1. Восстановление энергетического спектра ЖРИ вспышки

Спектр падающего на прибор излучения трансформируется в приборный спектр с учетом энергетического разрешения детекторов и, зависящей от энергии, эффективной площади прибора.

В результате, количество отсчетов ΔN_i за 1 секунду в энергетическом канале с номером i будет определяться выражением:

$$\Delta N_i = \int_{\varepsilon_{\min}}^{\infty} \int_{A_i}^{A_{i+1}} p(A, \varepsilon) J(\varepsilon) dA d\varepsilon, \quad (1)$$

где ε_{\min} – минимальная энергия квантов, попадающих в детекторы; A_i и A_{i+1} – амплитуды сигналов детекторов соответствующие нижней и верхней границе канала с номером i ; $i = 1, \dots, I_{\max}$, где I_{\max} – количество каналов регистрации; $p(A, \varepsilon)$ – приборная функция, учитывающая изменение эффективной площади детекторов, их энергетическое разрешение; $J(\varepsilon)$ – интенсивность падающего на детектор излучения, измеряемая в фотон/(см² кэВ с).

Для нахождения приближенного решения уравнения (1) использовали метод случайного поиска аналогично работе [5]. На рис. 1 представлены усредненные по времени аппаратурные спектры (ΔN_i) вспышки 11.06.2003 (X1.6) для четырех последовательных временных интервалов на стадии начала и стадии роста вспышки. На рис. 2 представлены восстановленные с учетом приборной функции спектры квантов. Необходимо отметить, что данные могут искажаться за счет не стационарности фона, особенно в области высоких энергий, где скорости счета невелики.

При реконструкции спектров ускоренных электронов мы применяли два алгоритма. В первом мы рассматривали это излучение как тормозное излучение ускоренных электронов. Во втором мы, используя информацию о положении вспышки на диске Солнца и данные, приведенные в работе [7], производили приближенную корректировку спектров фотонов с учетом эффекта альбедо. В работе [8] отмечено, что данный эффект может приводить к особенностям реконструированного спектра электронов в области энергий около 20 кэВ.

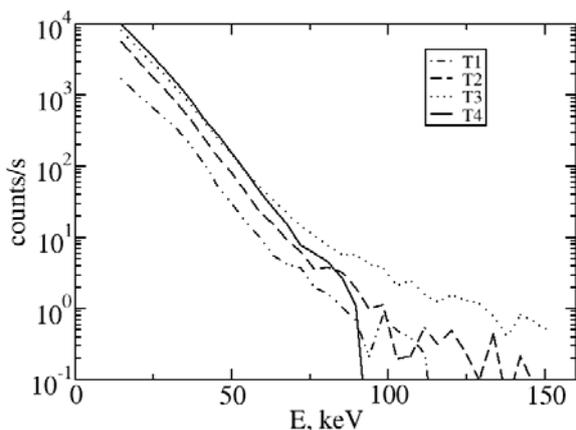


Рис. 1.

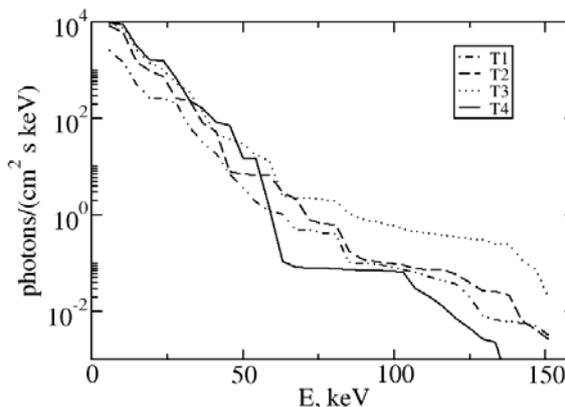


Рис. 2.

2. Восстановление энергетического спектра электронов по спектрам ЖРИ вспышки

На основе этих спектров произведено восстановление энергетических спектров электронов, генерирующих ЖРИ. Для этого используется следующее выражением [5, 6]

$$I(\varepsilon, t) = \frac{\bar{n} V}{4\pi R^2} \int_{\varepsilon}^{\infty} \bar{F}(E, t) Q(E, \varepsilon) dE, \quad (2)$$

где $I(\varepsilon, t)$ – поток рентгеновских квантов, V – объем излучающей области; \bar{n} – среднее значение концентрации частиц плазмы в источнике; R – расстояние от Солнца до места регистрации излучения; $Q(E, \varepsilon)$ – сечение тормозного излучения кванта энергии ε электроном с энергией E [9];

$\bar{F}(E, t) = \int F(E\mathbf{r}, t) n(\mathbf{r}) dV / \int n(\mathbf{r}) dV$; F – плотность потока быстрых электронов (измеряется в $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{keV}^{-1}$), которая, как известно, связана с функцией распределения электронов $f(v, \mathbf{r}, t)$ выражением $F(E\mathbf{r}, t) dE = v f(v, \mathbf{r}, t) dv$, см., например, [6].

Решение интегрального уравнения (2) относительно функции \bar{F} производилось методом регуляризации Тихонова нулевого порядка [10, 11]. На рисунке 3 приведены результаты этой реконструкции для различных параметров регуляризации α для 4-х временных интервалов с учетом и без учета альбедо. Полученные спектры электронов имеют провал в области энергий порядка 25 кэВ. В спектрах, полученных с учетом альбедо, этот провал менее выражен, хотя и остается. Данная особенность спектра электронов может быть вызвана и тем, что в данном энергетическом диапазоне излучение является суперпозицией излучений двух популяций электронов, имеющих разное энергетическое и угловое распределение – тепловых и ускоренных.

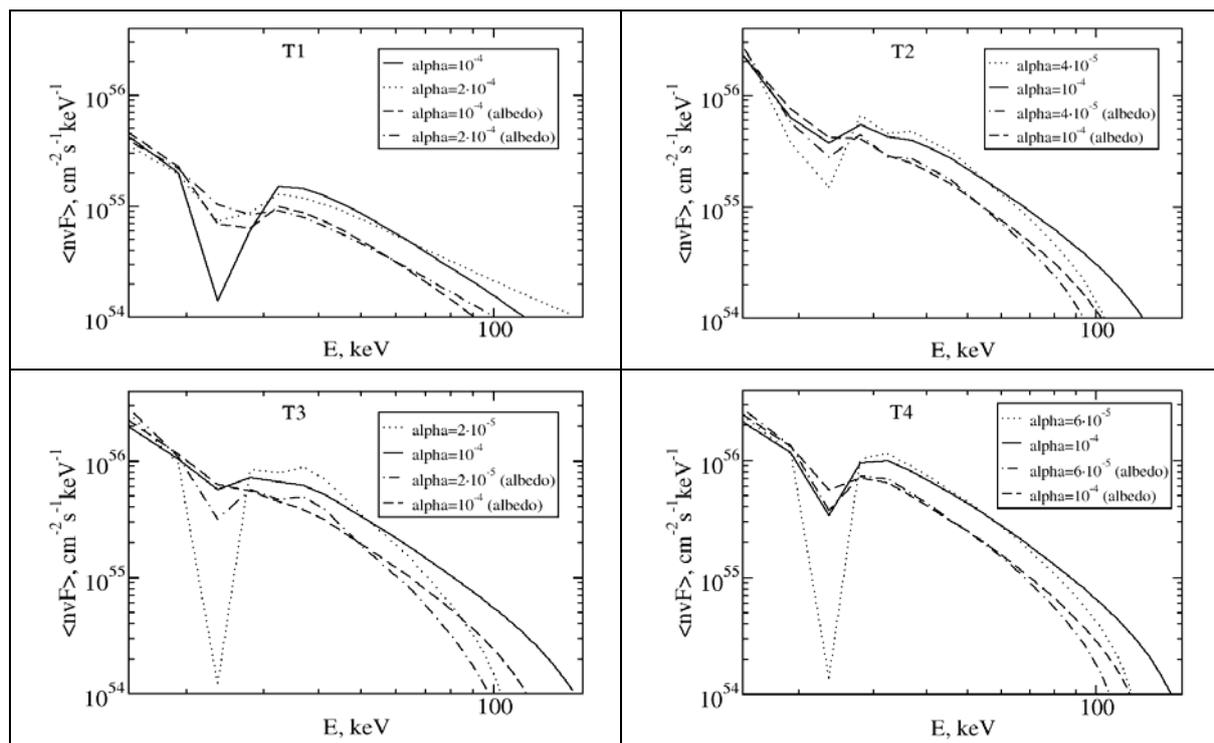


Рис. 3.

Кроме этого, как отмечено в работе [3], инверсная часть функции распределения может быть вызвана тем, что частота кулоновских столкновения увеличивается с уменьшением энергии электронов.

Литература

1. Матвеев Г.А. и др. / В книге «Солнечно-земная физика. Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф» под редакцией д.ф.-м.н. В.Д. Кузнецова. М.: Физматлит, 2009. – 488 с., Глава 14., с. 366–400.
2. Krucker S., et al. // Astronomy & Astrophys Review. 2008. V. 16. P. 155.
3. Kontar E.P. et al. // Space Sci. Rev. 2011. V. 159. Issue 1-4. P. 301-355.
4. Holman G.D. et al. // Space Sci. Rev. 2011. V. 159. Issue 1-4. P. 107-166.
5. Моторина, Г.Г.; Кудрявцев, И.В.; Лазутков, В.П.; и др. // ЖТФ, 2016, т. 86, 4 с. 47-52.
6. Brown J.C. et al. // The Astrophysical Journal. 2006. V. 643. p. 523.
7. Kontar E.P. et al. // Astronomy & Astrophys. 2006. V.446. P. 1157-1163.
8. Kontar E.P. et al. // Sol. Phys. 2008. Vol. 252. P. 139
9. Koch H.W., Motz J.W. // Rev. of modern physics. 1959. V. 31. No 4. P. 920.
10. Верлань А.Ф., Сизиков В.С. Интегральные уравнения: методы, алгоритмы, программы – Киев: «Наукова думка», 1986. – 544 с.
11. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач – М.: Наука, 1979. – 286 с.

ПРИЧИННАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ КЛИМАТИЧЕСКИМ ИНДЕКСОМ PDO И СОЛНЕЧНОЙ ПОСТОЯННОЙ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 100 ЛЕТ

Скакун А.А.^{1,2}, Волобуев Д.М.¹

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²ФГБУ ААНИИ, Санкт-Петербург, Россия

A CAUSAL LINK BETWEEN TSI AND CLIMATE INDEX PDO DURING THE LAST CENTURY

Skakun A.A.^{1,2}, Volobuev D.M.¹

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia

A link between the total solar irradiance (TSI) and the Earth climate is the subject of great interest for both the climatology and non-linear dynamics. TSI variability has a small amplitude of about 0.1%, which makes the importance of these variations for climate oscillations questionable due to the insignificant linear correlation. We suggest a hypothesis that there may be a causal relationship between the TSI variations and the Pacific Decadal Oscillation (PDO). This hypothesis can be proved by a scale-dependent conditional dispersion between the monthly variability of climate index forced by TSI during the last century. Considering this empirical measure we confirm that non-linear relation does exist between TSI and the major ocean oscillation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-343-346

Введение

В последние десятилетия исследования климата стали объектом пристального внимания не только ученых, но и широкой общественности. Несомненно, климат Земли – большая комплексная система, в изменениях которой участвует множество факторов. Один из них – количество солнечного излучения, которое меняется синфазно с активностью солнечного магнитного поля. Вопрос связи между климатом и солнечной активностью стал актуален во времена популярности идей русского космизма [1] и до сих пор является камнем преткновения для исследователей климата. Причинные связи между непрерывными физическими процессами в некоторых случаях могут быть обнаружены с помощью методов обработки временных рядов. В этих методах предполагается, что временные ряды содержат в себе детерминированную хаотическую компоненту [2]. Такое предположение может быть оправдано как в отношении климатических вариаций, так и для рядов солнечной активности.

Исходные данные

В качестве климатического ряда выступает тихоокеанское десятилетнее колебание (PDO, Pacific Decadal Oscillation) на протяжении последних

ста лет. Это колебание с периодом 10–30 лет, для которого характерно увеличение или уменьшение температуры водной поверхности в Тихом океане к северу от 20° с.ш. Индекс PDO определяется как отклонение от среднего значения температуры поверхности океана в северо-восточной части тропической зоны Тихого океана и доступен в базе данных [3]. В роли солнечного форсинга выступил ряд полного потока солнечного излучения (TSI, Total Solar Irradiance). Непосредственные спутниковые наблюдения этой величины доступны только с 1978 года, но реконструкции позволяют нам восстановить этот ряд на более длительное время в прошлом [4]. Для калибровки методов была использована модель аномалий температуры поверхности Тихого океана в виде осциллятора [5], расчет которой производился по формулам (1–2):

$$dh/dt = -T + \xi \quad (1)$$

$$dT/dt + \gamma T = (h + bh^3) + Sf \quad (2)$$

где T – аномалия температуры поверхности восточной экваториальной части Тихого океана, h – аномалия глубины термоклина, ξ – окружающий шум, f – форсинг модели, S – масштабный коэффициент для форсинга, b и γ – модельные параметры.

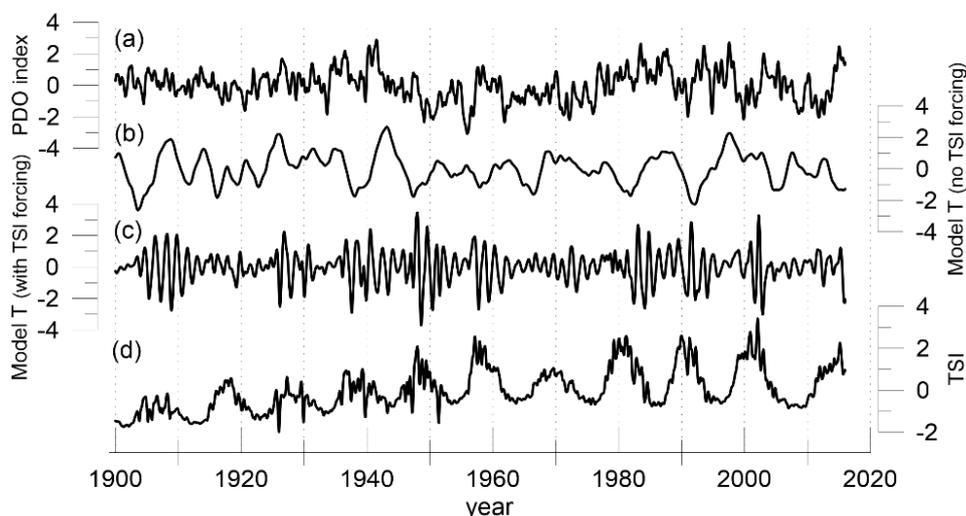


Рис. 1. Среднемесячные эмпирические и модельные временные ряды. Климатический индекс PDO (a); модельный ряд без солнечного форсинга (b); модельный ряд с форсингом в виде TSI (c); изменения потока солнечной энергии TSI (d). Все данные, приведенные на графиках, нормированы на стандартное отклонение.

Для расчета в нашем случае использовались параметры $b = 3$, $\gamma = 1$ и начальные условия $T(0) = 0.001$, $h(0) = 0$. Для модельного ряда без солнечного форсинга принимаем $S = 0$, т.е. учитывается только вклад шума с амплитудой $\xi = 0.00001$; в случае наличия солнечного форсинга в качестве f использовался ряд TSI с амплитудным коэффициентом $S = 0.005$. Все рассмотренные временные ряды приведены на рис. 1.

Метод условных дисперсий

Для оценки наличия причинной связи используется метод условных дисперсий (MCD, Method of Conditional Dispersion [2]). Он рассматривает фазовые пространства, восстановленные из временных рядов с помощью сдвиговой реконструкции Такенса. В двух полученных из временных рядов фазовых пространствах производится расчет условных дисперсий (σ) по формуле (3), который по сути является проверкой выполнения определенного условия в одной системе при условии ее выполнения в другой. В данном случае в качестве такого условия была выбрана близость точек фазового пространства. Анализ условных дисперсий при изменении условия (ϵ -окрестности точки) позволяет сделать вывод о зависимости между системами. В частности, постоянная σ при любом ϵ говорит о независимости одной системы от другой, а увеличение σ – об обратном. Условная дисперсия зависимости x от y рассчитывается по формуле:

$$\sigma_{xy}^M(\epsilon) = \left(\frac{\sum_{i \neq j} \|y_i^M - y_j^M\|^2 \theta(\epsilon - \|x_i^M - x_j^M\|)}{\sum_{i \neq j} \theta(\epsilon - \|x_i^M - x_j^M\|)} \right)^{1/2} \quad (3)$$

где x_i – временной ряд, M – размерность вложения, ϵ – размер выбранной окрестности точки, θ – функция Хевисайда.

Калибровка

Для оценки качества работы метода рассматривались такие пары временных рядов: 1) Модельный ряд без форсинга и TSI; 2) Модельный ряд с форсингом и TSI. Нам заранее известно, что в первом случае причинной связи быть не может, т.к. форсинг в виде TSI не присутствует, а во втором случае эта связь должна наблюдаться. Также проверке подверглись эмпирические ряды – PDO и TSI. Первым этапом в реализации метода была

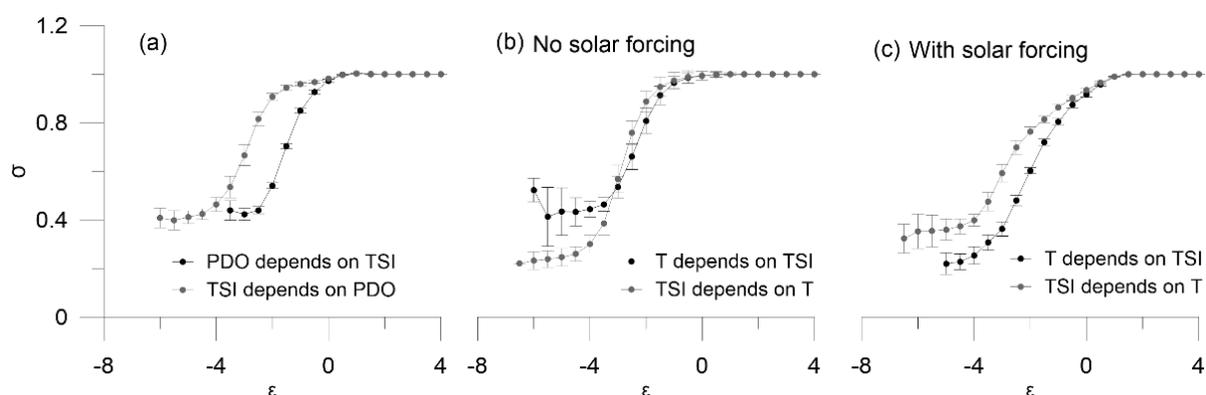


Рис. 2. Результаты работы метода MCD: зависимость условных дисперсий σ от размера окрестности точки ϵ . Рассмотренные случаи: (a) Ряды PDO и TSI. Кривые пересекаются в области малых ϵ – связь присутствует; (b) Модельный ряд без солнечного форсинга и TSI. Полученные кривые пересекаются, результат неопределим; (c) Модельный ряд с солнечным форсингом и TSI. Кривые не пересекаются, красная идет выше синей – между рядами присутствует причинная связь.

подготовка временных рядов – производилось их сглаживание кубическими сплайнами, чтобы уменьшить влияние шумов и обеспечить эквидистантность временных рядов. Затем для каждого из рядов с помощью расчета корреляционных интегралов была определена корреляционная размерность, которая позволила выбрать размерность вложения $M = 7$ для реконструкции по Такенсу. Величина сдвига по времени была выбрана эмпирическим путем и равняется 6 месяцам. Результаты калибровки метода показаны на рис. 2 (b,c). Подробные комментарии приведены в описании рисунка. Результаты работы метода для эмпирических рядов показаны на рис. 2 (a). Для верификации использовался метод Монте-Карло – во временные ряды перед сглаживанием добавлялась шумовая компонента и после усреднения 30 таких процедур были получены планки погрешностей для оценки причинной связи между данными временными рядами.

Метод верно показал, что в случае отсутствия солнечного форсинга в модельном ряде условная дисперсия не обнаруживает значимых признаков наличия причинной связи, а при наличии форсинга в модельном ряде асимметрия условной дисперсии ярко проявляется на всех масштабах демонстрируя наличие причинности. Таким образом, метод MCD может применяться для эмпирических рядов PDO и TSI и показывает наличие связи между этими временными рядами.

Выводы

- Метод условных дисперсий показал, что вариации полного потока солнечного излучения TSI влияют на климатический индекс PDO на протяжении последних 100 лет.
- В моделях, описывающих колебания температур Тихого океана, необходимо обязательно учитывать влияние вариаций полного потока солнечного излучения.

Литература

1. *Чижевский А.Л.* Земное эхо солнечных бурь. – Рипол Классик, 1973.
2. *Čenys A., Lasiene G., Pyragas K.* Estimation of interrelation between chaotic observables // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1991. Т. 52. № 2-3. С. 332-337.
3. База данных PDO <https://www.ncdc.noaa.gov/teleconnections/pdo/>
4. База данных TSI http://lasp.colorado.edu/lisird/data/nrl2_tsi_P1M
5. *White W.B., Liu Z.* Nonlinear alignment of El Nino to the 11-yr solar cycle // *Geophysical Research Letters*. 2008. Т. 35. No. 19.

**НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЦА
В МИЛЛИМЕТРОВОМ РАДИОДИАПАЗОНЕ
НА ТЕЛЕСКОПЕ RT-7,5 МГТУ ИМ. Н.Э. БАУМАНА
В ПЕРИОД СОЛНЕЧНОГО МИНИМУМА**

Смирнова В.В.¹, Рыжов В.С.², Нагнибеда В.Г.³, Жаркова Н.А.²

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

²*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, Россия*

³*НИАИ им. В.В. Соболева, Санкт-Петербургского Государственного Университета,
Санкт-Петербург, Россия*

**MILLIMETER SOLAR OBSERVATIONS PROVIDED BY RT-7.5
BMSTU RADIO TELESCOPE DURING THE SOLAR MINIMUM**

Smirnova V.V.¹, Ryzhov V.S.², Nagnibeda V.G.³, Zharkova N.A.²

¹*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, Saint Petersburg, Russia*

²*Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia*

³*Sobolev Astronomical Institute of Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

New results of solar radio observations at the RT-7.5 radio telescope (93 and 140 GHz frequencies) are presented. During the period of the minimum of solar activity, new observations of areas with low magnetic field were presented. New observations of coronal holes at 93 GHz were analyzed in comparison with data at UV lines obtained from SDO/AIA.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-347-350

Нами были проанализированы новые наблюдения областей со слабыми, относительно пятен, магнитными полями, а также, наблюдения корональных дыр, проводимых на радиотелескопе RT-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана, на частоте 93 ГГц, в период минимума солнечной активности. Диаграмма направленности радиотелескопа на данной частоте (2,5 угл. мин.) позволяет пространственно разрешать различные образования в солнечной хромосфере, такие как активные области, флоккулы и другие структуры [4]. Однако наблюдения различных структур на Солнце в миллиметровом диапазоне является сложной задачей, выдвигающей высокие требования к чувствительности приемной аппаратуры и качеству обработки данных, особенно в период минимума солнечной активности. В настоящее время, на радиотелескопе RT-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана разработаны и апробированы методы, позволяющие наблюдать как активные области с пятнами, так и области, где концентрация магнитного поля не превышает нескольких процентов относительно спокойного фона. Такие структуры, наряду с яркими активными областями, хорошо заметны на картах распределения интенсивности миллиметрового радиоизлучения по диску Солнца (рис. 1).

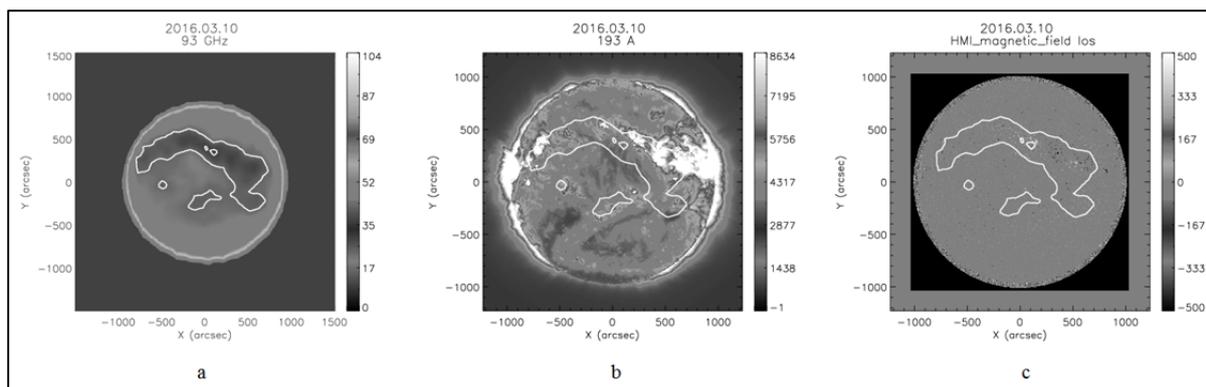


Рис. 1. Карты распределения яркостной температуры (в % от уровня спокойного Солнца) на частоте 93 ГГц (а), интенсивности в линии 193 Å (б) и магнитного поля (с). Дата наблюдений: 10.03.2016. Контуром выделены радиоисточники (60–80% от максимальной яркости).

В период минимума активности, в отсутствии пятен и вспышек, наибольший интерес представляют исследования структур, наблюдающихся в спокойной атмосфере Солнца. Это области с небольшой относительно фона концентрацией магнитного поля, корональные дыры, волокна. На рис. 2 представлен пример таких наблюдений, по данным Solar Dynamics Observatory (а и б) [3], и обсерватории Kanzelhoe в линии H_α (с).

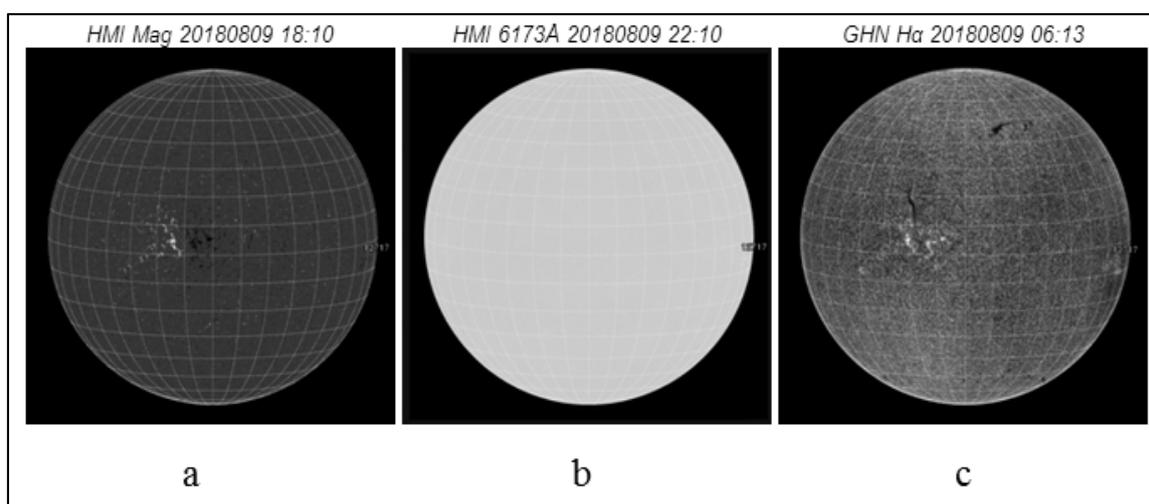


Рис. 2. Пример наблюдения области со слабой относительно пятен концентрацией магнитного поля, по данным Solar Dynamics Observatory (а – магнитограмма, б – интенсивность в континууме) и обсерватории Kanzelhoe, в линии H_α. Дата наблюдений: 2018.08.09.

Данная область находилась вблизи центра диска ($x, y = [-150, 10]$ угл. сек.). Видно, что структура представляла собой область с небольшой относительно фона концентрацией магнитного поля. В континууме она не являлась, но наблюдалась в линии H_α.

Положение радиоисточника, связанного с данной областью и наблюдавшегося на частоте 93 ГГц, показано на рис. 3а. Видно, что источник хо-

рошо выделяется, превышая яркость спокойного фона на 8%. Яркостная температура анализируемого источника составила порядка 7200 К [2]. На рис. 3b и с также представлена карта распределения интенсивности в линии 193 Å и магнитограмма по лучу зрения, соответственно. Видно, что контуры радиоисточника (80 и 90% от максимальной яркости) совпадают с положением яркой области в ультрафиолете и с областью «распределенного» магнитного поля на магнитограмме.

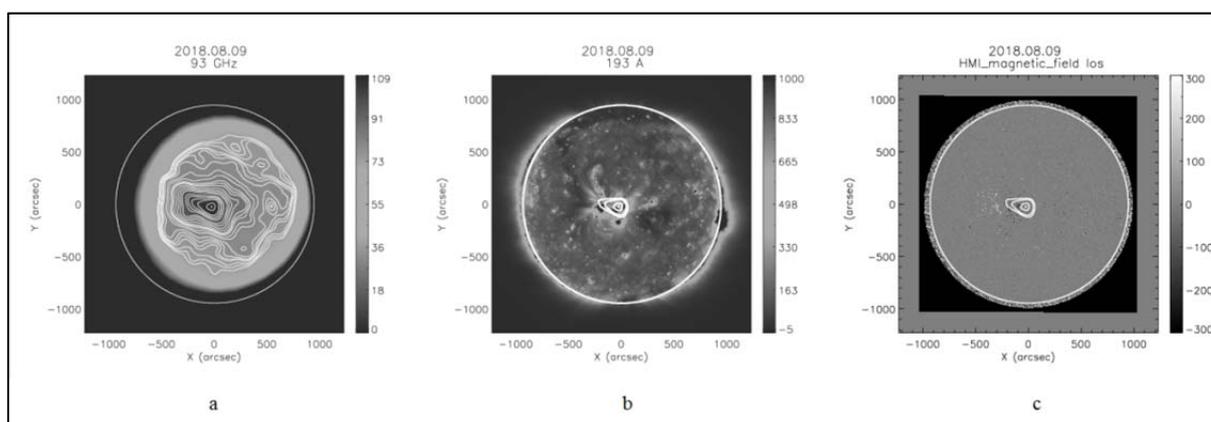


Рис. 3. Карта распределения яркостной температуры Солнца на частоте 93 ГГц по данным РТ-7,5 (а). Контурами выделен яркий источник и близлежащие области (60–90% от максимальной яркости). Карты распределения интенсивности излучения в линии 193 Å (b), и магнитограмма по лучу зрения с контурами радиоисточника (с) (80–90% от максимальной яркости). Дата наблюдений: 2018.08.09.

Данный результат показывает, что на радиотелескопе РТ-7,5, на частоте 93 ГГц, имеется возможность исследовать источники на Солнце с распределенным магнитным полем, когда концентрация поля много меньше, чем в пятнах. Постоянные наблюдения таких источников в миллиметровом диапазоне, в период минимума солнечной активности, в сравнении с другими спектральными диапазонами, даст возможность уточнить существующие модели спокойной хромосферы Солнца.

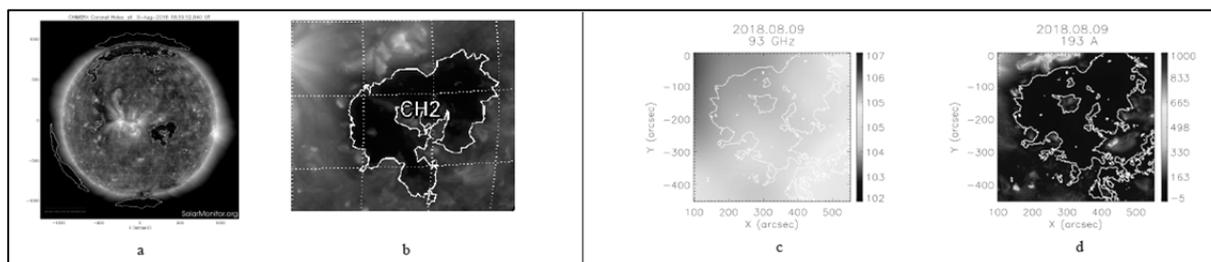


Рис. 4. Пример наблюдения корональных дыр, по данным SDO (a, b). Дата наблюдений: 2018.08.09. Карты распределения интенсивности радиоизлучения на частоте 93 ГГц (% от уровня «спокойного» Солнца) (с) и излучения в линии 193 Å (d). Контурами выделено положение корональной дыры CH2 с координатами $x_{\text{у}} = [319, -201]$ угл. сек. (см. панель а). $B = 5.4$ Гс.

Корональные дыры — это открытые конфигурации магнитного поля, наблюдаемые, в основном, в солнечной короне. Они хорошо заметны в ультрафиолетовых линиях, как темные области, располагающиеся как около центра солнечного диска, так и на полюсах (рис. 4а). Их отождествление в миллиметровом радиодиапазоне требует высокой чувствительности приемной аппаратуры и разработки дополнительных методов первичного анализа данных. На рис. 4 представлен пример наблюдений корональной дыры, по данным SDO/AIA, располагавшейся вблизи центра солнечного диска (панели а и b). Карта интенсивности радиоизлучения, области корональной дыры ch2 (см. рис. 4а) показана на панели с. Контурами обозначено положение корональной дыры, хорошо заметной в линии 193 Å (панель d). Положение корональной дыры частично совпадает с областями пониженной яркости радиоизлучения на частоте 93 ГГц. Однако однозначно отождествить положение и границы корональной дыры на данной частоте не удастся. Для детального исследования корональных дыр необходимо улучшать методы первичной обработки радиоизображений для получения более высокого разрешения [1].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 16-12-10448.

Часть работы по анализу наблюдательных данных выполнена при поддержке гранта РФФИ 16-02-00749 и программы ПРАН П-28.

Литература

1. Рыжов В.С., Димиев Д.К., Жаркова Н.А. Влияние погрешности сопровождения привода радиотелескопа РТ-7,5 на точность наблюдений Солнца // Радиостроение, 2016; (6):14-23.
2. Смирнова В.В., Цан Ю.Т., Шумов А.В. и др. Наблюдения Солнца на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана и моделирование миллиметрового излучения солнечной вспышки 2 апреля 2017 года // Радиостроение, 2017; (6):14-26.
3. Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., et al. // Sol. Phys., 2012, 275, 207.
4. Tsap Yu.T. et al. // ASR, 2016, V. 56, N 7, p. 1449.

ТОНКАЯ СТРУКТУРА ФАКЕЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЕ

Соловьев А.А., Киричек Е.А.

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

FINE STRUCTURE OF FACULAR MAGNETIC FIELDS IN SOLAR CHROMOSPHERE

Solov'ev A.A., Kirichek E.A.

Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

A distinctive feature of chromospheric magnetic fields in the facular regions on the Sun is their very fine spatial structure. In accordance with the observations performed in Ca II H line (it is the level of low chromosphere, about 525 km over the photosphere), the numerous "slender fibrils mapping the magnetic field" were recorded. It is noted, that "...the loops are organized in canope-like arches" (Jafarzadeh et al. 2017). We construct the model of such specific magnetic configuration in the form of a steady magnetic "fountain" with many thin strikes along which the plasma flows. The radial-azimuthal temperature profiles of the magnetic fountain are presented for the different heights of the chromosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-351-356

1. Введение

Солнечные факелы, наряду с солнечными пятнами, являются важным проявлением солнечной активности в целом. Несмотря на их небольшую яркость, они благодаря своей многочисленности дают настолько существенный вклад в общую светимость Солнца, что Total Solar Irradiance (TSI) в моменты максимума пятенной активности оказывается выше (на 0.1%), чем в минимуме, т.е. повышенная светимость факелов перекрывает понижение общей светимости Солнца, вызываемое появлением тёмных пятен. Это – одна из причин, по которым в солнечной физике исследованию факелов традиционно уделяется большое внимание. Факелы, как и пятна, имеют магнитную природу, хотя их магнитные поля намного слабее, чем в пятнах. Очевидно, по этой причине факельные поля появляются в активной области раньше, чем формируются пятна, и живут дольше пятен. Факельные области на Солнце содержат три типа магнитных структур: мелкомасштабные силовые трубки гранулярных масштабов, более крупные и устойчивые светлые факельные узлы, а также темные микропоры и поры – малые пятна без полутени. Наиболее представительными элементами факельных полей на Солнце являются факельные узлы, имеющие поперечные размеры в несколько Мм, время жизни до суток и более, магнитное поле от 250 до 1200 Гс. Эти узлы, будучи более светлыми, чем фотосфера, образованиями, имеют обычно небольшой центральный провал

температурного профиля, аналог вильсоновской депрессии в солнечных пятнах. Это сближает их с порами. Вообще, четкой границы между указанными классами факельных структур не существуют, они могут перемешиваться, перетекать друг в друга. Так, факельный узел можно рассматривать как значительное сгущение мелкомасштабных факельных гранул, возникающее, скорее всего, в местах пересечения границ нескольких ячеек супергрануляции. Сходящиеся и нисходящие течения плазмы на этих границах, и, главное, – заметно более низкое газовое давление в межгранульных и межсупергранульных промежутках обеспечивают необходимые внешние условия для поддержания устойчивого существования довольно крупных магнитных факельных узлов на протяжении суток и более. Наблюдатели [Pietarila et al., 2009; Jafarzadeh et al., 2017] отмечают на снимках нижней хромосферы в линиях H и K ионизованного кальция (Ca II), которые формируются вблизи на уровня температурного минимума (около 525 км над фотосферой) чрезвычайно тонкую волокнистую структуру поля температуры, которая несомненно отражает собою тонкую структуру магнитных полей в этой области. На уровне фотосферы эта тонкая фибриллярная структура, очевидно, замывается достаточно быстрыми движениями поля грануляции, картина которого полностью меняется на масштабах 5–10 минут, а на высотах в несколько сотен км, куда фотосферная грануляция уже «не достает», это пространственное разделение магнитного массива на тоненькие волокна-фибрилы оказывается проявлено достаточно отчетливо и устойчиво. Кроме того, в окрестности факельных узлов в белом свете наблюдаются при высоком угловом разрешении (1-м Шведский телескоп) регулярные кольцевые и полукольцевые поярчания (Lites et al., 2004; Berger et al., 2007). Цель данной заметки – описать теоретически эти явления.

2. Модель магнитного фонтана с тонкими струями

Рассмотрим нескрученную вертикальную магнитную силовую трубку, в которой азимутальный компонент поля отсутствует, а два других компонента, вертикальный и радиальный, зависят от всех трех переменных (r, φ, z) в цилиндрической системе координат:

$$\mathbf{B} = \{B_r(r, \varphi, z)\mathbf{e}_r, 0 \cdot \mathbf{e}_\varphi, B_z(r, \varphi, z)\mathbf{e}_z\} \quad (1)$$

Ось z направим вертикально вверх. В цилиндрической системе координат уравнение соленоидальности $\operatorname{div}\mathbf{B} = 0$ для поля (1) имеет вид:

$$\frac{\partial B_z}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_r = 0, \quad (2)$$

Продольное и радиальное поле можно выразить через функцию потока

$$A(r, z) = \int_0^r b_z r dr \quad (3)$$

и некоторую произвольную безразмерную функцию этого же потока и угловой координаты $F(A, \varphi)$ следующим образом:

$$\begin{aligned} B_z(r, \varphi, z) &\equiv B_0 F(A, \varphi) b_z(r, z); & b_z(r, z) &= \frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial r}; \\ B_r(r, \varphi, z) &\equiv B_0 F(A, \varphi) b_r(r, z); & b_r(r, z) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial z}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $B_0 = const$ – единица измерения напряженности магнитного поля. Подстановкой (4) в (2) убеждаемся, что (2) тождественно удовлетворяется при любом выборе дифференцируемой функции $F(A, \varphi)$.

Этот простой результат чрезвычайно важен не только при моделировании активных солнечных образований, но и в общезначимом смысле. Он означает, что в любую нескрученную магнитную силовую трубку можно ввести произвольную угловую вариацию магнитного поля. Это, в частности, позволяет *разделить* единую трубку магнитного потока на ряд параллельных, сколь угодно тонких волоконцев, в каждом из которых будет циркулировать кольцевой электрический ток, который может дать (наряду с диссипацией МГД волн) заметный вклад в нагрев плазмы за счет джоулевых потерь.

Зависимость произвольно назначаемой функции F от угловой координаты можно выбрать, например, в следующем простом виде:

$$F^2(A, \varphi) = 1 + f(A, \varphi) = 1 + k^2 \left| A \cdot \sum_i a_i \sin(m_i \varphi) \right|, \quad (5)$$

где $f(A, \varphi)$ положительная осциллирующая функция с убывающей по высоте амплитудой за счет убывания потока A . В (5) a_i, m_i – некоторые положительные коэффициенты, k – обратный масштаб длины.

Выбирая различные значения углового параметра m , мы можем получить ряд интересных эффектов. Так, при малом его значении ($m < 1$) имеем сильную боковую деформацию магнитного поля и соответствующего ему температурного профиля. Большие m дают тонкую филаментарную структуру поля. Если $F = 1$, угловой зависимости нет.

Для описания магнитной структуры факельного узла используем решение Schatzman [1965] в его потенциальном пределе:

$$\begin{aligned} B_z &= B_0 J_0(kr) \exp(-kz), \\ B_r &= B_0 J_1(kr) \exp(-kz), \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь $J_0(kr), J_1(kr)$ – Бесселевы функции нулевого и первого порядка, B_0 – магнитное поле на фотосфере $z = 0$. Потенциальное поле не возмущает среду, в которую оно погружено. Для того чтобы магнитное поле стало наблюдаемым, оно должно вызывать отклонения параметров плазмы от гидростатики, поэтому следует ввести в (6) некоторые «силовые» поправ-

ки. В нашем случае это будут: (i) угловая зависимость в виде функции F (см. [5] и рис. 1), (ii) – замена экспоненты в (6) выражением:

$$Z(z) = \frac{2}{\exp(kz) + 1}, \quad (7)$$

которое описывает размытую ступеньку Ферми-Дирака. При $z > 0$ эта функция стремится к $2\exp(-kz)$, т.е. поле приближается к потенциальному, а при $z < 0$ магнитное поле, идущее вниз, стремится к $2B_0 = const$. Таким образом, вместо (6) мы будем иметь:

$$\begin{aligned} B_z &= B_0 F(A, \varphi) Z(z) J_0(kr), \\ B_r &= B_0 F(A, \varphi) Z(z) J_1(kr). \end{aligned} \quad (8)$$

Мы предполагаем, что факельный узел погружен в гидростатическую внешнюю среду, которая задается моделью атмосферы Avrett & Loeser [2008]. В этой модели уровень с параметрами плазмы

$$T(0) = 6583\text{K}, P(0) = 1.228 \times 10^5 \text{ dyn/cm}^2, \rho(0) = 2.87 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$$

принят за основание фотосферы, а уровень с $T = 5800\text{K}$, которая обычно считается фотосферной, располагается в этой модели выше на 50 км.



3. Температурные профили факельного узла

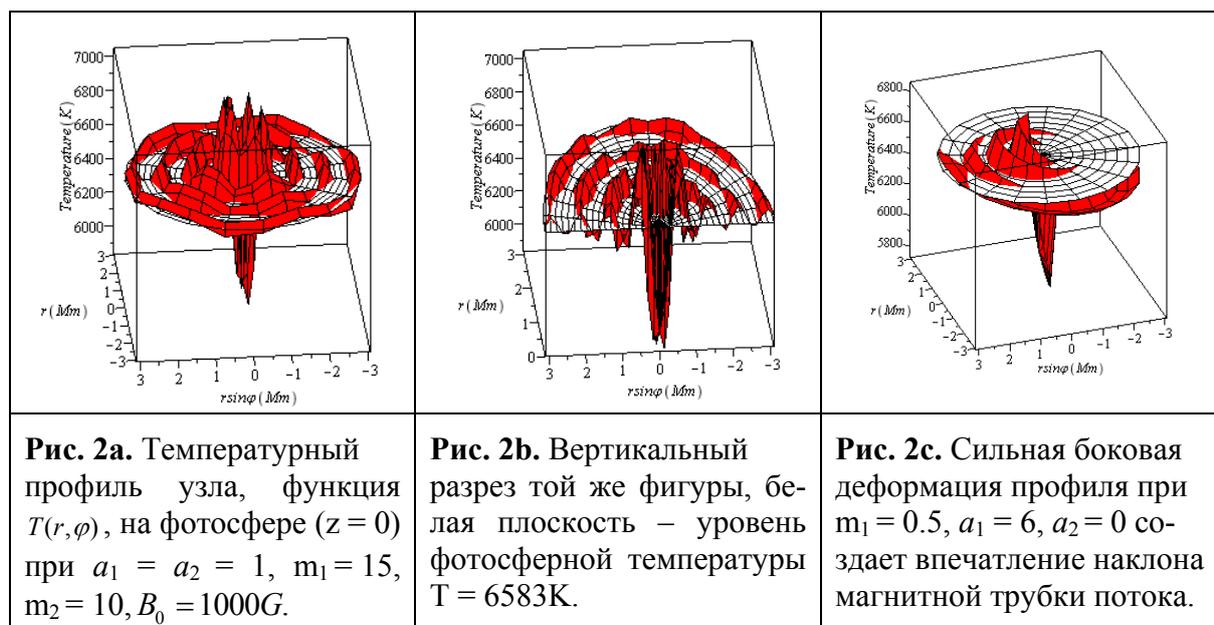
Развитые нами аналитические методы [Solov'ev&Kirichek, 2016] позволяют по заданной структуре магнитного поля рассчитывать давление, плотность, температуру и скорость плазмы в каждой точке изучаемой магнитной конфигурации.

В данной модели скорость стационарных течений плазмы вдоль магнитных силовых линий, выражаемая через альвеновское число Маха, связана с угловой зависимостью соотношением:

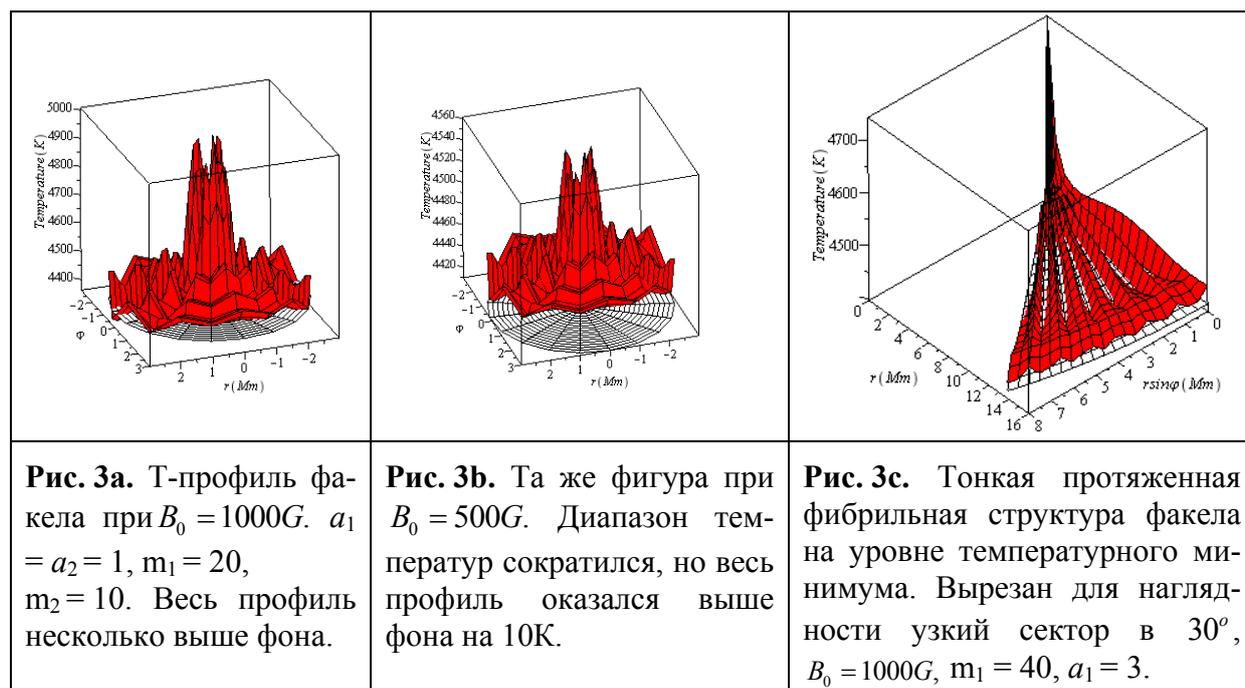
$$M_A^2 \equiv (V \cdot V_A^{-1})^2 = 1 - F^{-2} = f(1 + f)^{-1} > 0. \quad (9)$$

Объем заметки не позволяет описать процедуру расчета плазменных параметров факела. Мы приведем лишь ряд рисунков, изображающих температурные профили факельного узла для различных напряженностей поля и на разных высотах атмосферы.

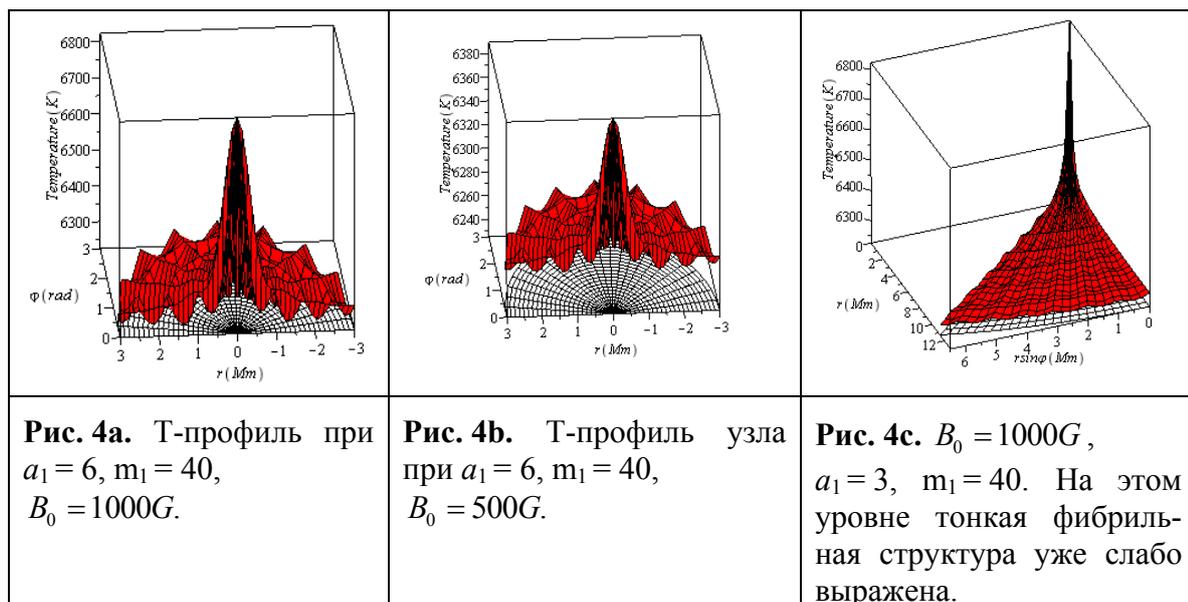
3.1. Фотосферные факелы, центральный провал температуры



3.2. Уровень температурного минимума. Температура хромосферы равна 4410K



3.3. Уровень 1003 км над фотосферой, $T = 6225K$



Заключение

Аналитическая 3D модель стационарного факельного узла в виде «магнитного фонтана» с тонкими струйками течений плазмы вдоль магнитных силовых линий хорошо описывает основные особенности факела: его тонкую фибрильную структуру, кольцевые поярчания и температурные профили на различных высотах солнечной атмосферы.

Работа поддержана РФФИ (№18-02-00168) и РНФ (№15-12-20001).

Литература

- Berger T.E., Rouppe L. van der Voort, Lofdahl M.* Contrast analysis of solar faculae and magnetic bright points // *Astrophys. J.*, 2007, **661**, 1272-1288.
- Jafarzadeh S., Rutten R.J., Solanki S.K. et al. (17 authors).* Slender CAII H Fibrils Mapping Magnetic Field in the Low Solar Chromosphere // *ApJ. Suppl. Ser.* 2017, 229:11 (11 pp).
- Lites B.W., Scharmer G.B., Berger T.E. and Title A.M.* Three-dimensional structure of the active region photosphere as revealed by high angular resolution // *Solar Phys.*, 2004, **221**, 65-84.
- Pietarila, A.; Hirzberger, J.; Zakharov, V.; Solanki, S.K.* Bright fibrils in Ca II K // *Astronomy and Astrophysics*, 2009, Vol. 502, pp. 647-660.
- Schatzman E.* Model of a force free field // *IAU Symp.* 1965, **22**, 337-345.
- Solov'ev A.A., Kirichuk E.A.* Analytical Model of an Asymmetric Sunspot with a steady plasma flow in its penumbra // *Solar Physics*. 2016, Vol. 291, № 6, 1647–1663.

ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ НАБЛЮДАЕМЫХ ЯВЛЕНИЙ В ФАКЕЛЬНЫХ ОБРАЗОВАНИЯХ

Стрекалова П.В.¹, Соловьев А.А.¹, Смирнова В.В.¹, Наговицын Ю.А.^{1,2}

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

²Санкт-Петербургский государственный университет
аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

A PHYSICAL INTERPRETATION OF OBSERVED PHENOMENA IN THE FACULAR FORMATIONS

Strekalova P.V.¹, Solov'ev A.A.¹, Smirnova V.V.¹, Nagovitsyn Y.A.^{1,2}

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

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

The quasi-periodic variations of the magnetic field of small-scale structures on the Sun – facular formations are investigated. The found quasi-periodic variations with periods from one to several hours are interpreted as oscillations of a system with a time-variable rigidity. An approach to the analytical description of the significant oscillatory modes in the signal is proposed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-357-360

Объектами исследования являются факельные образования (ФО) – уединенные, долгоживущие, устойчивые магнитные структуры, наблюдаемые на фотосфере и имеющие свои проявления в хромосфере. ФО не принадлежат активным областям. Их характерный размер варьируется от 1500 до 4000 км, а абсолютные значения максимальной напряженности магнитного поля составляют 400–1100 Гс [1].

Мы анализировали изменения сигнала магнитограмм, полученных аппаратом SDO/HMI. Данные выбирались за время, в течение которого ФО сохраняли свою относительную целостность на магнитограмме и были наиболее стабильны. Инструмент HMI наблюдает полный солнечный диск на длине волны λ 6173 Å с пространственным разрешением в 1 угловую секунду. Максимальное временное разрешение получаемых магнитограмм составляет 45 с. Длина временных рядов, использованных для исследования вариаций магнитного поля, варьировалась в зависимости от времени жизни каждого ФО.

Для выявления колебательных мод в сигнале использовался метод EMD [2, 3], в основе которого лежит разложение сигнала на эмпирические моды. Т.к. метод не имеет базиса разложения, он не вносит никаких искажений в исследуемый сигнал, что делает его подходящим для анализа нестационарных и нелинейных колебаний.

Далее с помощью метода, описанного в работе [4], полученные колебательные моды проверялись на принадлежность к цветным шумам: белому, красному и розовому. Моды, лежащие выше доверительных интервалов цветных шумов, считались значимыми [5].

Во всех исследованных случаях, где максимальное магнитное поле превышало 500 Гс, было обнаружено по одной значимой моде одного из трёх типов:

- 1) Период и амплитуда растут со временем;
- 2) Период и амплитуда уменьшаются со временем;
- 3) Режимы возрастания и убывания амплитуды и периода сменяют друг друга.

Для того чтобы аналитически описать такие колебания мы можем рассматривать ФО, как систему с переменной во времени жесткостью. В рамках этого предположения запишем уравнение малых линейных колебаний при наличии трения:

$$1. \quad \ddot{x}(t) + 2\beta\dot{x}(t) + W^2(t)x(t) = 0,$$

где $W(t)$ – зависящая от времени эффективная упругость системы (возвращающая сила, рассчитанная на единицу массы).

Будем искать её решение, т.е. возмущение среднего поля ФО, как функцию вида:

$$2. \quad x(t) = A_0 \exp[(\gamma - \beta)t] \cos[\omega(t)t],$$

A_0 – амплитуда колебаний, γ – инкремент ее возрастания, $\omega(t)$ – изменяющаяся со временем частота, β – коэффициент трения.

Из этого можно получить выражение для упругости W :

$$3. \quad W^2(t) = \omega_0^2 \exp(-4\gamma t) - \gamma^2 + \beta^2,$$

В данном решении, упругость $W(t)$ есть переменная функция времени, зависящая от коэффициента γ : она уменьшается со временем, если $\gamma > 0$, и растёт, если $\gamma < 0$.

Из предыдущих выражений можно получить уравнение, описывающее наблюдаемые моды колебаний:

$$4. \quad x(t) = A_0 \exp[(\gamma - \beta)t] \cos \left[\frac{\omega_0}{2\gamma} \exp(-2\gamma t) + \varphi \right],$$

где φ – фаза.

Изменяя β , γ , ω_0 и φ , мы можем определить вид функции, описывающей ту или иную моду. На рис. 1 и рис. 2 представлены сравнения колебательных мод, выделенных из сигнала и аналитических функций с подобранными параметрами.

Третий случай описать сложнее и, при применении уравнения 3, требует построения кусочной функции. Поэтому, в рамках механической аналогии возьмём другую функцию для системы с переменной жесткостью:

5. $W^2 = \omega_0^2 [1 - a \sin(\gamma(t - t_0))]^2$,
 где $0 < a < 1$ константа, определяющая амплитуду периодической модуляции. На рис. 3 представлено сравнение значимой моды из сигнала и аналитически построенной колебательной функции.

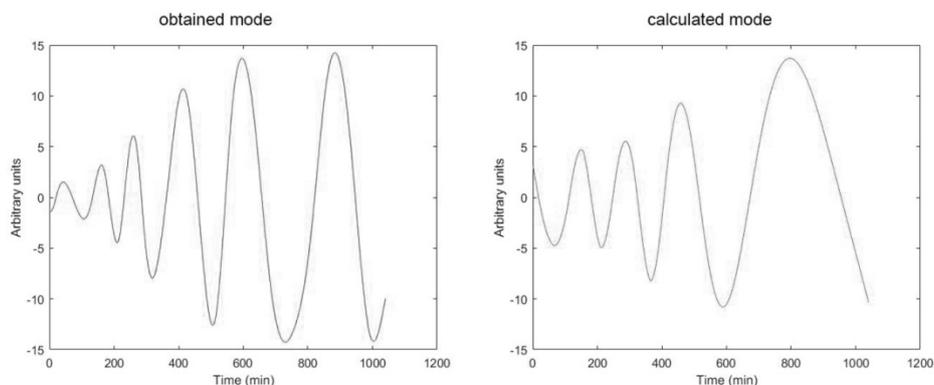


Рис. 1. *Левая панель:* значимая мода, полученная из наблюдений.
Правая панель: аналитически вычисленная функция с параметрами $\beta = 0,01$; $\gamma = 0,071$; $\omega_0 = 6$; $\varphi = 2$.

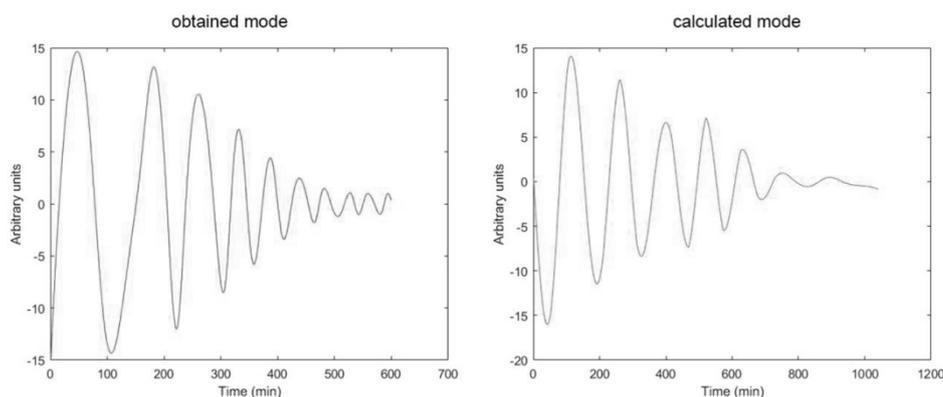


Рис. 2. *Левая панель:* значимая мода, полученная из сигнала.
Правая панель: аналитически вычисленная функция с параметрами $\beta = 0,08$; $\gamma = -0,013$; $\omega_0 = 2$; $\varphi = 2$.

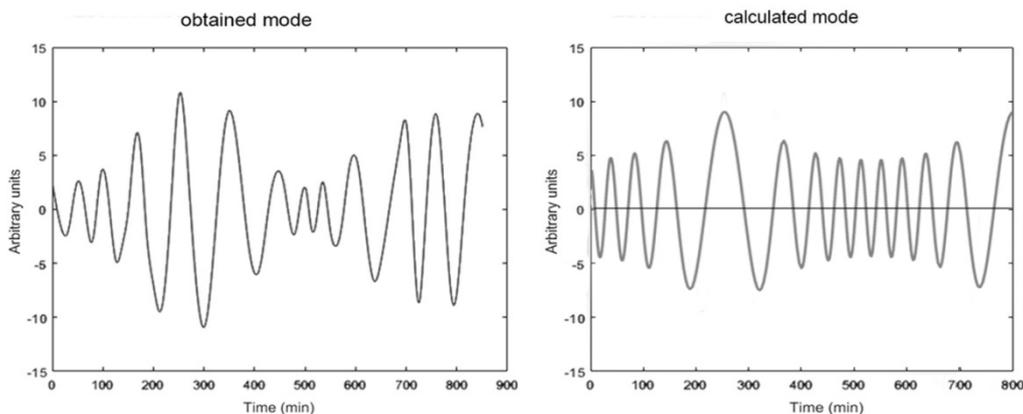


Рис. 3. *Левая панель:* значимая мода, полученная из сигнала.
Правая панель: аналитически вычисленная функция.

Правая и левая части находятся в хорошем согласии друг с другом. Таким образом, используя предположение о переменной жесткости системы, мы можем интерпретировать реальные колебания ФО. Однако модель не демонстрирует полного согласия с наблюдаемыми модами. Поэтому, она может быть уточнена, к примеру, решением «обратной задачи», основанной на фитировании значимых мод простыми моделями колебательных, с дальнейшим включением в них физических параметров.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 16-02-00090, 18-32-00555) и программы Президиума РАН № 28.

Литература

1. *Strekalova P.V., Nagovitsyn Y.A., Riehoainen 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. *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.
3. *Nagovitsyn Y.A.* A nonlinear mathematical model for the solar cyclicity and prospects for reconstructing the solar activity in the past // *Astronomy Letters*, Nov. 1997, V. 23, Is. 6, P. 742-748.
4. *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.
5. *Strekalova P.V., Nagovitsyn Y.A., Smirnova V.V.* Analysis of Oscillatory Modes of the Magnetic Field of Solar Faculae Formations // *Ge&A*, 2018, V. 58, No. 7, P. 893–898.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЯТЕН И ПОР В 24-М ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.^{1,2}, Скорбеж Н.Н.¹

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

²*КалмГУ, Элиста, Россия*

CHARACTERISTICS OF SUNSPOTS AND PORES IN THE 24TH ACTIVITY CYCLE

Tlatov A.G.^{1,2}, Skorbez N.N.¹

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

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

A comparative analysis of the sunspot area was performed. For analysis, we used the characteristics of individual spots and pores according to synoptic observations of the Kislovodsk Mountain Astronomical Station in the 24th activity cycle. It is shown that the double-peak distribution pattern is characteristic of sunspots having a maximum area in the group. The first maximum for the area values $S1 \sim 4-10$ arr is associated with pores and transient spots, in which the ratio of the area of the entire spot to the area of the nuclei $S_{sp} / Sum > 3.5$. The second maximum of $S2 \sim 120-180$ mdp is caused by spots with a formed shadow, for which the ratio $S_{sp} / Sum < 3.5$, as well as spots with more than 1 core in the common penumbra. Thus, a two-vertex character is a consequence of the existence of pores and spots with developing nuclei, and not a consequence of the existence of spots of various populations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-361-364

Введение

Солнечные пятна являются наиболее известными проявлениями солнечной активности. На фотосфере они выглядят как объекты с пониженной яркостью и температурой. Солнечные пятна состоят из темной тени (ядра), окруженной более светлой полутенью. При переходе от полутени к тени интенсивность меняется почти скачкообразно, внутри полутени она приблизительно постоянна [1]. Тень в среднем занимает 15–25% общей площади пятна. Яркость тени составляет 5–15% яркости фотосферы, но не зависит от размера тени. Помимо пятен, на фотосфере наблюдаются поры. Порами называются мелкие солнечные пятна, не имеющие полутени. Также существуют переходные пятна, в которых относительная площадь ядра составляет значительно большую площадь, чем в регулярных пятнах [2].

В работе [3] в распределении площадей групп солнечных пятен были обнаружены два максимума. Первый максимум соответствует площадям 8–13 миллионных долей солнечной полусферы (мдп), второй 60–200 мдп. Этот результат был повторен в работе [4], в которой были обнаружены максимумы распределения для значений площади 17 и 174 мпд. Это позволило авторам предположить, что имеется две популяции солнечных пятен “маленьких” и “больших”, распределение которых описывается нор-

мальным (гаусовым) распределениями для логарифма площади групп пятен и пятен с максимальной площадью в группе [4].

В данной работе мы рассмотрим распределения солнечных пятен по площадям, для различных типов солнечных пятен в группах пятен, таких как поры и сформировавшиеся пятна с ядрами.

Данные анализа

Мы использовали данные характеристик отдельных солнечных пятен, полученных на Кисловодской Горной астрономической станции (<http://158.250.29.123:8000/web/grp>). В базе данных представлены характеристики групп солнечных пятен, а также характеристики отдельных пятен, пор и ядер солнечных пятен [6]. Различие между порами и регулярными пятнами состоит в том, что в порах отсутствует полутень, и как следствие, там не выделяются ядра пятен. В период 08.2010 – 10.2018 в базе данных представлены характеристики 47058 пятен и пор, а также 45416 ядер солнечных пятен, представленных в ~12000 группах.

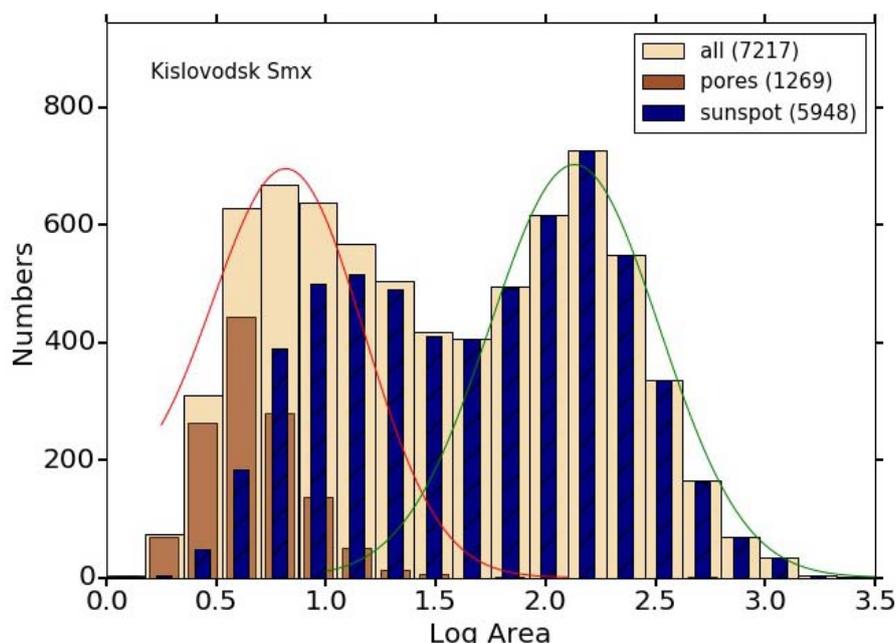


Рис. 1. Распределения площади пятен максимальной площади в группе S_{mx} , а также отдельно для пор (пятен без ядер) и для пятен с ядрами.

На рис. 1 представлены распределения площади для максимального пятна в группе солнечных пятен S_{mx} . Выборка проводилась для групп пятен, среднее удаление от центра диска которых не превышала $0.7R$. Это ограничение устраняет пятна на краю солнечного диска, где выделение пятен может иметь ошибку. Максимум распределения площади для выборки для пор приходится на величину $S_{por} \sim 3.6$ мдп. Для пятен хорошо заметны два максимума в распределении $S_{max}^1 \sim 8-10$ мдп и $S_{max}^2 \sim 120-180$ мдп.

Для остальных пятен и пор в группах, за исключением пятна максимальной площади S_{mx} , вторые максимумы в распределениях площадей отсутствуют. Поры имеют максимум площади $S_{por} \sim 3.6$ мдп, пятна имеют максимум $S_{sp} \sim 10$ мдп. Таким образом, можно сделать вывод, что два максимума в распределениях пятен присутствуют для пятен, имеющих максимальную площадь в группах.

Рассмотрим более подробно свойства пятен максимальной площади в группах. Важным параметром в развитии пятен является отношение площади ядра к площади всего пятна. Отношение не сильно меняется с фазой цикла, за исключением периодов, когда пятен почти нет. Средняя величина составляет $\langle S_{sp}/S_{um} \rangle \sim 3.82$. Эта величина меньше, чем для отношения в группе пятен [5], поскольку в нашем рассмотрении исключены поры. Разделим пятна в зависимости от величины отношения S_{sp}/S_{um} (рис. 2). Для переходных пятен, для которых $S_{sp}/S_{um} < 3.5$ максимум распределения приходится на $S_{mx} \sim 8-13$ мдп, а для пятен $S_{sp}/S_{um} > 3.5$ $S_{mx} \sim 180$ мдп. Таким образом, использование фильтра по величине S_{sp}/S_{um} позволяет разделить пятна на две группы с различным распределением в зависимости от доли площади ядер в площади всего пятна.

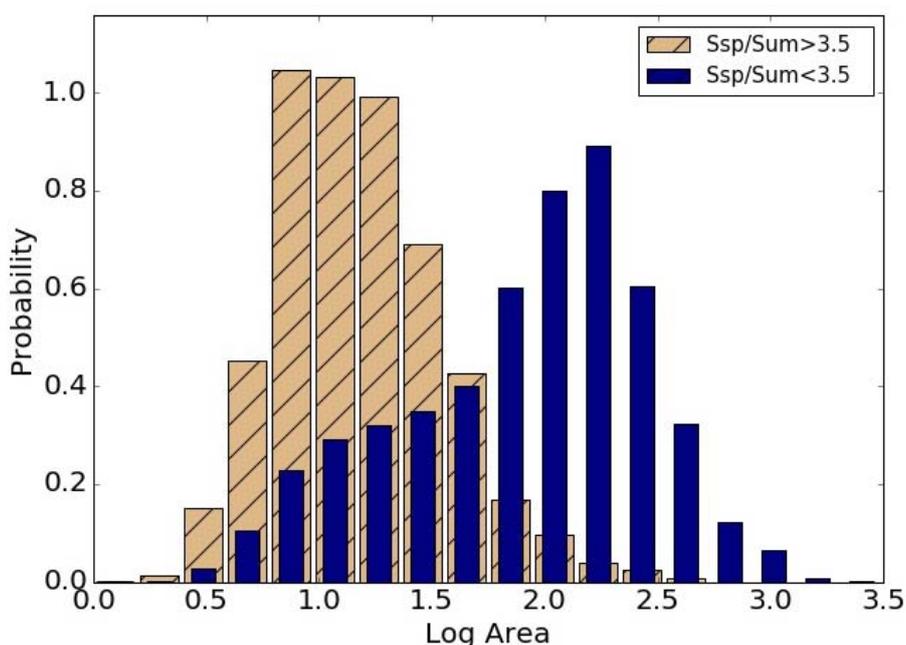


Рис. 2. Гистограммы распределения солнечных пятен максимальной площади в группе для пятен в которых отношение площади всего пятна к площади ядер $S_{sp}/S_{um} < 3.5$ и для пятен в которых $S_{sp}/S_{um} > 3.5$.

Выводы

В данной работе выполнен анализ свойств пятен и пор в 24-м цикле активности по данным полуавтоматического метода обработки на Кисловодской Горной астрономической станции. Основное внимание было уделено объяснению ранее обнаруженного факта существования локальных

максимумов в распределении площади, отличающихся на более чем в 10 раз [3, 4].

Показано, что распределение пятен по площади различаются в зависимости от типа пятен. В частности, свои распределения имеют поры, пятна максимальной площади в группе, пятна за исключением максимального пятна в группе, пятна, содержащие одно ядро, пятна, содержащие более одного ядра, пятна с сформировавшейся полутенью и переходные пятна. Максимум распределения вблизи $S_1 \sim 4-10$ мдп имеют поры, пятна за исключением максимального пятна в группе и переходные пятна, для которых отношение площади пятна к площади ядра $S_{sp}/S_{um} > 3.5$.

Для пятен максимальной площади в группе, имеющих более одного ядра или сформировавшееся ядро, при котором отношение $S_{sp}/S_{um} < 3.5$ максимум распределения площади один, и он приходится на значение площади $S_2 \sim 130-180$ мдп.

Два максимума в распределении площади пятен S_1 и S_2 присутствуют в переходных пятнах, которые одновременно являются и максимальными пятнами в группе. В них, как правило, одно ядро, но еще не до конца сформировавшаяся полутень ($S_{sp}/S_{um} > 3.5$).

В данной работе показано, что двухвершинный характер распределения площади относится к существованию пор и переходным пятнам, в которых полутень еще не конца сформировано. Это означает, что двухвершинный характер распределения относится скорее к стадиям развития пятен, а не разным популяциям.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РФФИ №15-02-03900 и проекта РНФ №15-12-20001.

Литература

1. *Vitinsky, Yu.I., Kopecky, M., Kuklin, G.V.* in Dagaev, M.M. (ed.), *Statistics of Sunspot Formation Activity*, Nauka, Moscow (In Russian) – 1986, 32.
2. *Tlatov, A.G., Pevtsov, A.A.* // *SoPh*, 2014, 289, 1143.
3. *Dmitrieva, M.G.; Kopecký, M.; Kuklin, G.V.* // *IAUS*, 1968, V. 35, 174.
4. *Nagovitsyn, Y.A., Pevtsov, A.A., & Livingston, W.C.* // *ApJ*, 2012, 758, L20.
5. *Antalová, A.* // *BAICz*, 1971, V. 22, 352.
6. *Tlatov, A.G.; Tlatova, K.A.; Vasil'eva, V.V.; Pevtsov, A.A.; Mursula, K.* // *AdSpR*, 2015, V. 55, p.835.

ПОЛЯРНАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА И ПРОДОЛЖЕННЫЕ ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ В ПЕРИОД 15–24 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.^{1,2}, Тлатова К.А.¹

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Россия*

²*КалмГУ, Элиста, Россия*

POLAR ACTIVITY OF THE SUN AND CONTINUOUS ACTIVITY CYCLES IN THE PERIOD 15-24 ACTIVITY CYCLES

Tlatov A.G.^{1,2}, Tlatova K.A.¹

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

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

An analysis of solar activity at various latitudes according to daily observations of the Kodaikanal, Mount Wilson, Sacramento Peak and Medon observatories in the KCaII line was performed. Elements of activity of various sizes from elements of the chromospheric grid to plagues are identified. An integrated database of observation results was created, which provides information on the activity of the Sun in the period 1905–2018. Besides the low-latitude activity that accompanies the appearance of sunspots, on daily images in the KCaII line bright elements at middle and high latitudes were allocated. Activity can be represented as a single process, starting at high latitudes during the decline phase of the previous activity cycle and continuing at low latitudes as sunspot activity. For cycles 14–24, we studied the pattern of activity drift, which is more consistent with the extended solar cycle hypothesis than the notion of two activity waves from mid-latitudes to the poles and the equator, obtained from the processing of torches in white light.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-365-368

Введение

Впервые полярная активность наблюдалась Х. Вебером [1] в 1861–1862 гг., который продолжил наблюдать их визуально в белом свете в течение 20 лет [2]. Вебер отмечал, что в большинстве случаев полярные факелы – малые объекты со временем жизни несколько часов. Он отметил, что полярные факелы появлялись в 1865–1869 гг. на широтах 60° – 80° вблизи полюсов, а в период минимума 11 цикла солнечных пятен в 1867 г. активность пятен была исключительно высокой. Так, в августе 1866 г. факелы в области широт $\varphi = 60^{\circ}$ – 80° располагались почти сплошным поясом [3]. Вебер в 1866 г. высказал предположение, что 11-летний цикл начинается в полярных областях незадолго до минимума солнечных пятен, а затем скачкообразно за один год область активности перемещается на средние широты.

Чистяков [2] проанализировал наблюдения полярных факелов по данным обсерваторий: Гринвича 1880–1955 гг., Лиона 1889–1921 гг., Цюриха 1946–1965 гг., Токио (Митака) 1951–1964 гг., Кисловодска 1970–1977 гг.

Было отмечено, что полярные факелы появляются вблизи минимума, имеют N-S асимметрию, могут иметь несколько максимумов, причем эпохи максимумов могут отличаться на севере и на юге. В период 1880–1955 гг. по данным Гринвичской обсерватории самый низкий уровень активности полярных факелов наблюдался в 1901 г. перед 14-м циклом активности. Самый высокий уровень – в 1944 г. в минимуме 18-го цикла активности. Исследуя широтное распределение факелов, он сделал вывод, что волна “факельной” активности может возникать на низких широтах в эпоху минимума активности.

Волны дрейфа от высоких широт к экватору можно выделить и в индексах, непосредственно связанных с магнитными полями, генерируемыми в цикле активности. Первое выделение таких волн, вероятно, провели Лерой и Ноенс [4] из анализа спектральной короны в линии 5303\AA по наблюдениям обсерватории Пик Дю Миди с 1944 по 1974 годы. Ими были выделены волны, которые начинались на широтах около 60° в эпоху, близкую к максимуму солнечного цикла активности. Во время эпохи минимума волна интенсивности разделялась на две ветви. Одна ветвь дрейфовала к полюсам, другая смещалась к зоне рождения пятен нового цикла и совпадала с “бабочкой” активности. Это позволило им предположить, что длительность цикла солнечной активности составляет около 17–18 лет, а не 11. Наблюдения спектральной солнечной короны оказались одними из самых продуктивных видов наблюдений активности, в которых можно было проследить полярные ветви активности. Позже, исследуя локальные максимумы в спектральной короне, Альтрок [5] также выделил ветви дрейфа к экватору.

Из наблюдательных данных стало ясно, что существуют дрейфы крутильных колебаний и активности от широт $\sim 60^\circ$ к экватору, но в определенное время дрейфа этих волн существует неопределенность и в настоящее время. В своей диссертации К. Харвей [6] сделала обзор наблюдательных данных, свидетельствующих в пользу существования продолженного цикла активности. Она рассмотрела результаты широтного дрейфа по пятнам, магнитным активным областям, магнитным биполям, спектральной короне, наблюдениям в линии кальция и полярным факелам. Она выделила два вида компонент магнитного поля, наблюдаемых на поверхности. Одна из них связана с всплытием магнитных биполярных областей. Вторая – дрейф к полюсам крупномасштабных униполярных полей вследствие распада и диффузии хвостовых частей комплекса активности. Рассмотрение продолженного цикла, как цикла, начинающегося после переполюсовки, является дискуссионным, поскольку не существует непрерывной связи между высокоширотной и низкоширотной активностью [7]. Только всплывающие биполярные области могут быть индикатором нового цикла активности. Такие области появляются спустя 2 года после переполюсовки и за 2.5–3 года до минимума активности на широтах 40° – 60° . Крупные обла-

сти появляются на ~ 1 год позже. Цикл биполярных областей продолжается 14–15 лет. Анализируя флуктуации числа полярных факелов внутри 11-летних циклов [8] пришли к выводу, что эти флуктуации повторяются в площадях пятен следующего цикла активности.

Таким образом, солнечную активность необходимо изучать комплексно, на всех широтах. Особое внимание следует уделять волнам активности, берущим свое начало на высоких широтах. Одним из прикладных аспектов такого анализа может быть введение новых предвестников цикла солнечных пятен для прогностических целей.

Данные

Спектральные наблюдения в этой линии отражают наличие различных типов структур солнечной атмосферы, таких как флоккульные поля, эфемерные области и хромосферная сетка. Вместе с тем наблюдения Солнца в линии кальция являются одними из самых длительных и стабильных наблюдений, по которым можно исследовать солнечный магнитный цикл на различных широтах. В данной работе проведен анализ активности по ежедневным наблюдениям в линии КCaII, полученных с помощью спектрогелиографа обсерватории Кодайканал (Индия) с 1907 по 2006, обсерватории Сакраменто Пик (США) в период 1962–2002 годов, обсерватории Маунт Вилсон 1915–1985 и Медон 1980–2018.

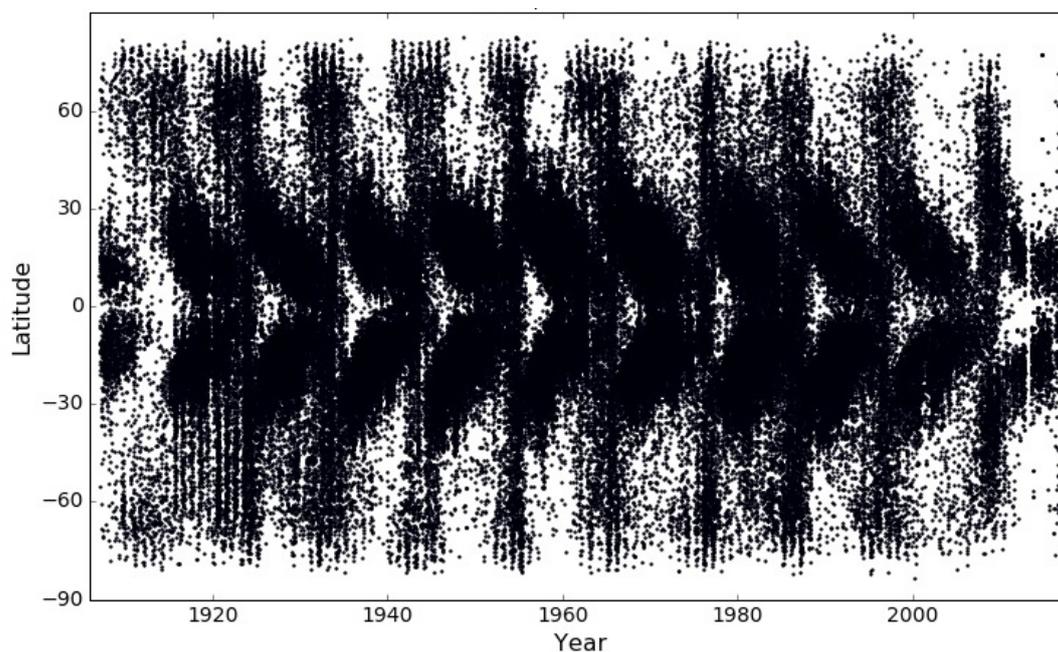


Рис. 1. Распределение ярких элементов по данным наблюдений в линии КCaII площадью более 1000 мдп.

Для выделения структур на ежедневных снимках Солнца была разработана методика и создан комплекс компьютерных программ. В основу анализа была положена методика определения уровня спокойного Солнца

на спектрогелиограммах, которая позволяла учитывать неоднородности плотности на фотопластинках при различных уровнях освещенности и экспозициях, условиях проявления, атмосферных условиях и пр. На рис. 1 представлено распределение ярких элементов, выделенных на изображении в линии КCaII. На диаграмме присутствуют волны дрейфов 10 циклов активности, с 15 по 24. Активность начинается на широтах 60–70°, распространяется к полюсам и движется к низким широтам, переходя в волну активности солнечных пятен.

Выводы

Выполнен анализ активности Солнца на различных широтах по данным ежедневных наблюдений обсерваторий Кодайканал, Маунт Вилсон, Сакраменто Пик и Медон в линии КCaII. Выделены элементы активности различного размера от элементов хромосферной сетки до флоккул. Создана объединенная база данных результатов наблюдений, в которой представлена информация об активности Солнца за период 1905–2018 гг. Помимо низкоширотной активности, которая сопровождает появление солнечных пятен, на ежедневных изображениях в линии КCaII выделены яркие элементы на средних и высоких широтах. Активность можно представить в виде единого процесса, начинающегося на высоких широтах на фазе спада предыдущего цикла активности и продолжающегося на низких широтах в виде активности солнечных пятен. Для циклов 14–24 изучена картина дрейфа активности, которая больше соответствует гипотезе расширенного солнечного цикла, чем представлениям о двух волнах активности от средних широт к полюсам и экватору, получаемая из обработки факелов в “белом” свете.

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

Литература

1. *Weber Heinrich*, Sonnenflecken-Beobachtungen, Gruppen and Flecken // vom Jul ibis, September 1866, Ibid., Bd. 9, S. 1-5.
2. *Chistyakov, V.F.* // Metody Issledovania Solntsa – Vladivostok, 1986. – 133 с.
3. *Weber H.* Sonnenflecken-Beobachtungen, Gruppen and Flecken // December 1866, von Januar-Marz 1867, Ibid., 1867, Bd. 10, S. 67-70; 155-157;
4. *Leroy J.L, Noens J.C.* // Astron. Astrophys., 1983, 150. L1-L2.
5. *Altrock R.C.* Forecasting the maxima of solar cycle 24 with coronal Fe xiv emission // Sol. Phys., 2014, 289, 623.
6. *Harvey, K.L.* Magnetic bipoles on the Sun – 1993, 349 p. ISBN 90-393-0068-2
7. *G.J.D. Petrie, K. Petrovay, K. Schatten.* Solar Polar Fields and the 22-Year Activity Cycle: Observations and Models // Space Sci Rev., 2014, 186:325–357
8. *V.I. Makarov, V.V. Makarova.* Polar faculae and sunspot cycles // Sol. Phys., 1996, 163, 267.

ДРЕЙФ ПОЛЯРНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ В 13–24 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Тлатова К.А.¹, Васильева В.В.¹, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Россия*

²*КалмГУ, Элиста, Россия*

DRIFT OF POLAR CROWN PROMENENCES IN 13–24 ACTIVITY CYCLES

Tlatova K.A.¹, Vasilieva V.V.¹, Tlatov A.G.^{1,2}

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

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

The solar prominences for the period 1907–1960 on photographic plates in the CaII-K line of the Kodaikanal Observatory (India) were digitized. These data are supplemented by Kislovodsk daily observations of prominences (1957–2017), digitization of prominences sketches of the international spectrohelioscopes network (1922–1934) and prominences on synoptic maps (1887–1898; 1904–1915).

A comparative analysis of the drift velocity of high-latitude prominences to the poles in activity cycles is performed. The relationship between the drift velocity and the power of the activity cycle is established.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-369-372

Введение

Протуберанцы являются уникальным видом солнечной активности. Первое упоминание солнечного протуберанца было описано еще в 12 веке и связано с полным солнечным затмением от 1 мая 1185 года. Неоценимый вклад в спектроскопические исследования солнечной атмосферы внес Анжело Секки (Angelo Secchi). При его инициативе были созданы спектроскопы, состоящие из ряда призм, и начаты регулярные наблюдения протуберанцев вне затмений с 1868. В 1869 г. эта методика была применена Ф.А. Бредихиным для наблюдений протуберанцев в Московском университете [1]. Позже наблюдения протуберанцев стали производиться и в других странах. Была создана международная наблюдательная сеть визуальных солнечных спектроскопов, в которую входили обсерватории: Рима, Арчетри, Катании (Италия), Калоксы (Венгрия), Мадрида (Испания), Медона (Франция), Зо-се (Китай), Одессы (Россия) и Цюриха (Швейцария). Наблюдения международной наблюдательной сетью продолжались приблизительно до 1934 года. В данной работе выполнено исследование скорости дрейфа протуберанцев полярного венца в 14–24 циклах активности.

Данные наблюдений

В отличие от настоящего времени, для первой половины 20 века существует не так много баз данных, по которым возможно надежное извлечение информации о протуберанцах. Потенциальным источником данных является архив наблюдений международной сети визуальных солнечных спектроскопов (за период 1868–1934 гг.) [2]. Другим источником наблюдений являются регулярные наблюдения хромосферы в линии К CaII обсерватории Кодайканал (Индия), которые предоставляют возможность выделения протуберанцев на фотографических пластинках. Поскольку на Горной станции имеется опыт, методики и программное обеспечение для выделения протуберанцев, накопленные в рамках синоптической программы Службы Солнца, мы применили эти методы для обработки архивных наблюдений. Для периодов 1887–1889 гг. и 1904–1910 гг. использовалась оцифровка, выполненная по атласам Вольфера [3]. Для периода 1910–1954 гг. брались данные оцифровки протуберанцев в линии К CaII, а для периода 1957–2017 гг. использовались данные ГАС ГАО [4].

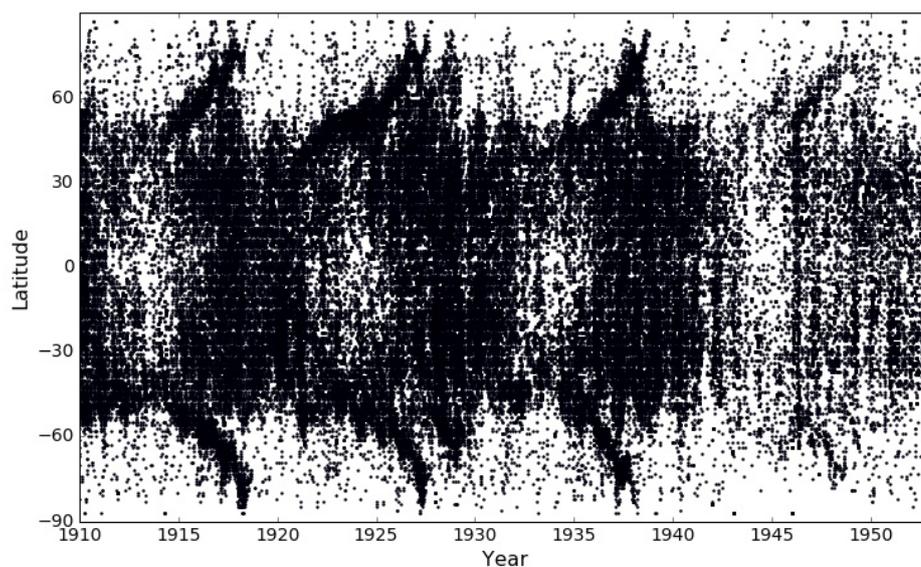


Рис. 1. Широтно-временная диаграмма распределения центров протуберанцев по данным обработки наблюдений диска Солнца в линии К CaII обсерватории Кодайканал.

Мы построили широтно-временные диаграммы (рис. 1) и нанесли позиции дрейфа высокоширотных протуберанцев (рис. 2). В случае 3-х кратных переполюсовок брались протуберанцы, принадлежащие первой. В работе представлены траектории серединной линии дрейфа полярных протуберанцев северного полушария для циклов 13–24, приведенные к одному интервалу времени [4]. Скорость протуберанцев находилась в интервале $v \sim 2\text{--}7$ м/сек.

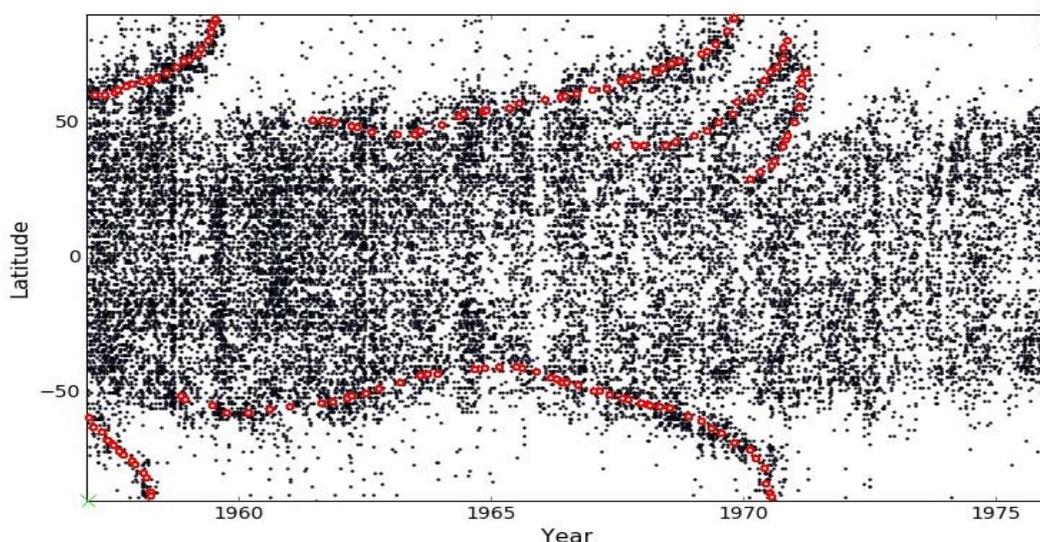


Рис. 2. Пример выделения срединных линий дрейфа полярных протуберанцев по данным наблюдений Кисловодской астрономической станции в 19 и 20 циклах активности.

На рис. 3 представлены средняя скорость дрейфа протуберанцев полярного венца в интервале широт $60-80^\circ$ в 13–24 циклах активности отдельно для северного и южного полушарий. Минимальная скорость в северном полушарии наблюдалась в 19 и 20-м циклах активности. В южном полушарии в циклах 19–21 скорость дрейфа, напротив, была максимальной.

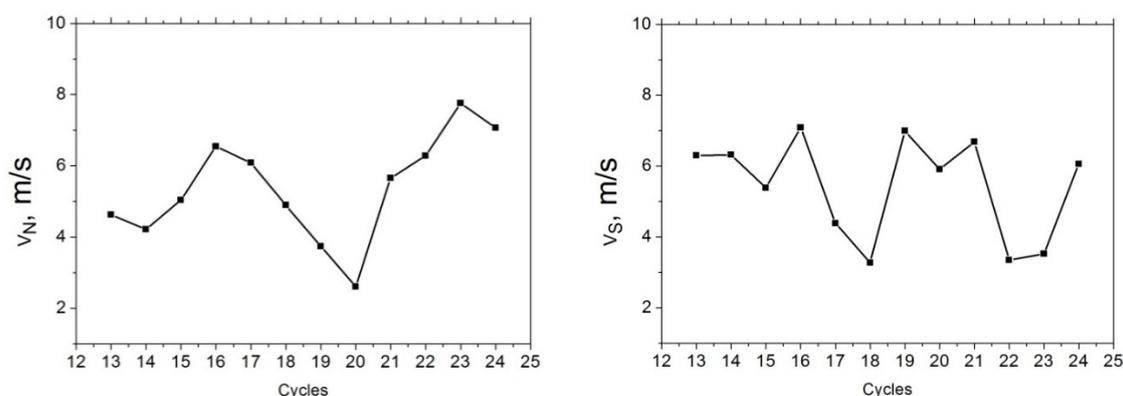


Рис. 3. Средняя скорость дрейфа протуберанцев полярного венца в интервале широт $60-80^\circ$ в 13–24 циклах активности отдельно для северного и южного полушарий соответственно.

Скорость дрейфа полярных протуберанцев не однозначно связана с амплитудой цикла активности (рис. 4). Вместе с тем прослеживается тенденция, что скорость дрейфа падает с ростом активности. На рис. 4 мы взяли сумму площади пятен в северном полушарии от момента минимума до максимума. А для южного полушария амплитуду цикла активности.

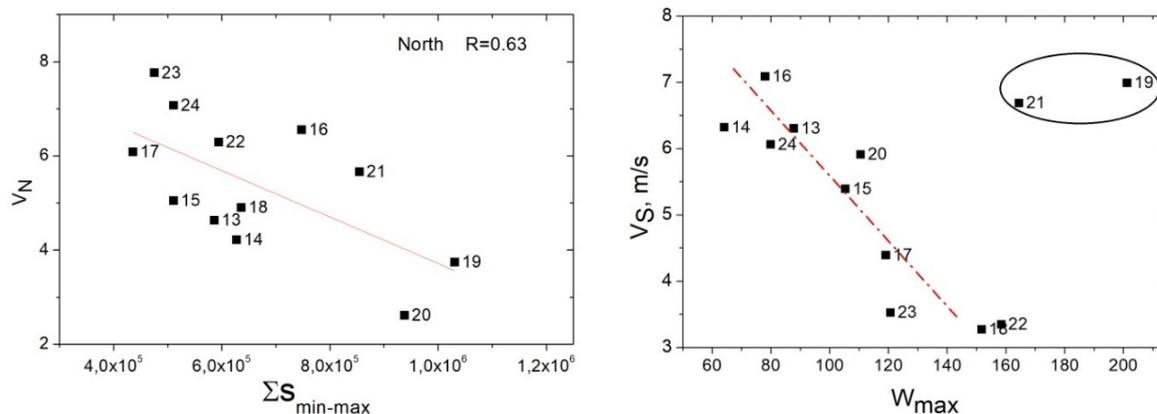


Рис. 4. Средняя скорость дрейфа протуберанцев полярного венца для северного и южного полушарий в зависимости от мощности цикла активности. Для северного полушария бралась сумма площадей пятен от момента минимума до максимума, а для южного – амплитуда индекса пятен.

Выводы

В данной работе мы выполнили анализ скорости дрейфа положений протуберанцев полярного венца с циклом активности. Обнаружено, что имеется тенденция уменьшения скорости дрейфа с мощностью цикла активности. Этот результат, на первый взгляд, противоречит представлениям о транспортном переносе магнитного поля от низких широт к высоким.

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

Литература

1. Pevtsov, A.A., Y.A. Nagovitsyn, A.G. Tlatov. Solar Physics Research in the Russian Subcontinent – Current Status and Future // Asian Journal of Physics. 2016. V. 25. No. 13.
2. Tlatova, K.A., V.G. Nagnibeda. Prominence characteristics in 16th activity cycle // Geomagnetism and Aeronomy. 2017. V. 57. I. 7. P. 829-834.
3. Васильева В.В. Восстановление синоптических карт крупномасштабных магнитных полей за период 1880–1914 гг. / Труды конф.: Новый цикл активности Солнца: наблюдательные и теоретические аспекты – СПб, ГАО РАН. 1998. С. 213-216.
4. Tlatova, K.A., V.V. Vasil'eva, N.N. Skorbezh, E.A. Illarionov, A.G. Tlatov // Geomagnetism and Aeronomy. 2017.

О НАКЛОНЕ ОСИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА МИКРОВОЛНАХ

Топчило Н.А.¹, Петерова Н.Г.²

¹СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия
topchilona@yandex.ru

²СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург, Россия
peterova@yandex.ru

ON THE TILT ANGLE OF THE MAGNETIC FIELD AXIS FROM SUNSPOT MICROWAVE OBSERVATIONS

Topchilo N.A.¹, Peterova N.G.²

¹St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

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

We propose a new method which allows measuring the tilt angle of the sunspot magnetic field axis from the vertical position in the solar corona. The method is founded on the characteristic feature of the cyclotron radiation – an intense depression along the magnetic field. The method consists in an analysis of time-varying sunspot picture at microwave owing to the Sun rotation, that is changes of the sight angle. Results measuring are given for main sunspots in active regions NOAA 11899 and NOAA 11944 using radio telescopes RATAN-600 and NoRH observations. Our study revealed that the tilt angle increases with a rise of an elevation above the photosphere, at the level of $(2-3) \times 10^3$ km it lies in the range of $\sim 10^\circ$ (e-mode) and $\sim 3^\circ$ (o-mode).

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-373-376

Модель структуры магнитного поля (МП) одиночных пятен на Солнце, начиная с работы Каулинг [1], обычно представляется в виде симметричного веера силовых линий, расходящихся с высотой. При этом ось веера ориентирована перпендикулярно поверхности Солнца. Однако самые ранние наземные наблюдения продольной составляющей МП (в дальнейшем нашедшие подтверждение) уже показывали [2], что ось веера силовых линий поля наклонена к востоку на $\sim 20^\circ$. В противоречии с ними оказался анализ спутниковых данных (SDO) [3], согласно которому магнитная ось силовых линий пятна наклонена к западу на $8-10^\circ$. В целом, кроме противоречивости, наблюдательный материал остается недостаточным – число случаев исчисляется единицами.

Мы предлагаем новый метод измерения наклона оси МП солнечного пятна, основанный на отличительной особенности циклотронного механизма излучения – сильном подавлении излучения вдоль направления МП. Он состоит в анализе особенностей динамики изображения источника микроволнового излучения (ИМИ) над пятном в зависимости от угла зрения при изменении гелиографической долготы пятна, вызванной вращени-

ем Солнца. Особенности метода и результаты его применения к конкретным наблюдениям иллюстрируются на примере головных пятен в двух активных областях (АО): NOAA 11899 (ноябрь, 2013) – практически правильное одиночное пятно, и NOAA 11944 (январь, 2014) – сложное пятно в динамично развивающейся группе (рис. 1).

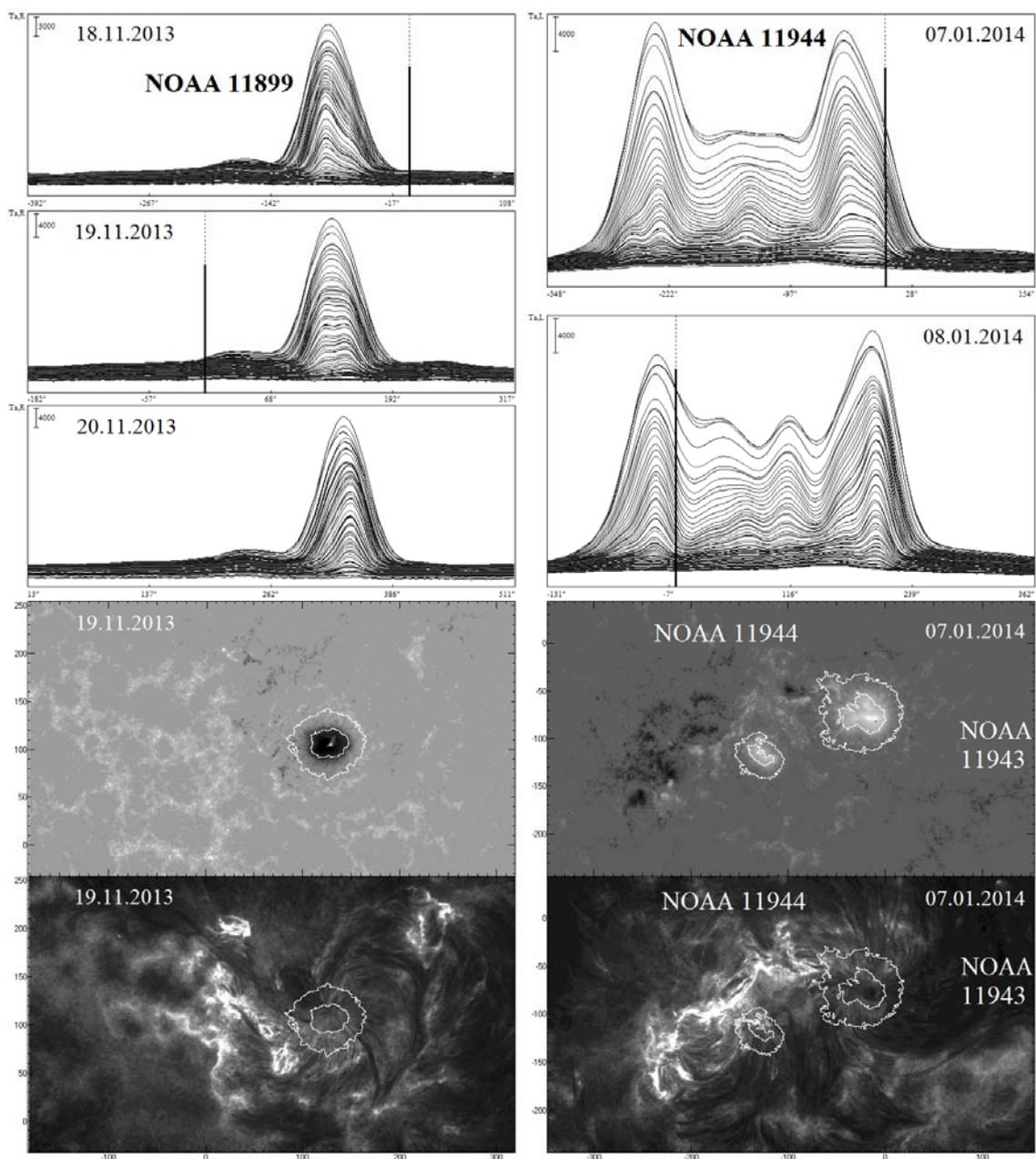


Рис. 1. Динамика изображения (сканы) активных областей NOAA 11899 и NOAA 11944 по наблюдениям на РАТАН-600 в о-моду излучения ($\lambda \leq 5\text{см}$) в период ПЦМ (вверху). Внизу, карты МП и изображение АО в линии 304\AA по данным SDO (изофоты – границы тени и полутени пятен).

В рамках теории циклотронного излучения изображение ИМИ при угле зрения 0° для идеально круглого пятна имеет кольцеобразную форму, которая с увеличением угла трансформируется в подковообразную. При

одномерных наблюдениях (как на РАТАН-600 [4]) изображение ИМИ становится асимметричным – с максимумом в направлении ближайшего лимба Солнца. Это явление хорошо прослеживается для обоих представленных пятен, вне зависимости от их морфологических различий – в начале прохождения через центральный меридиан Солнца (ПЦМ) самым ярким является восточный край источника, в конце – западный, в середине наблюдается изображение с уплощенной вершинкой. Неожиданным результатом анализа РАТАН-изображений пятен оказалось, что появление плоской вершинки, которая могла бы свидетельствовать о наблюдении вдоль МП, происходит не точно при нахождении пятна на центральном меридиане и, более того, не одновременно для всех длин волн. Именно этот эффект «запаздывания\опережения» навел нас на мысль, что он связан с наклоном оси МП пятна, и позволил предложить новый метод измерений угла наклона, исходя из величины «запаздывания\опережения» в зависимости от длины волны.

Рассмотрение данных радиогелиографа NoRH на волне 1.76 см показало, что они находятся в согласии с одномерными наблюдениями РАТАН-600. На рис. 2 представлены изменения наибольшей яркости NoRH-изображения пятен в обоих АО со временем.

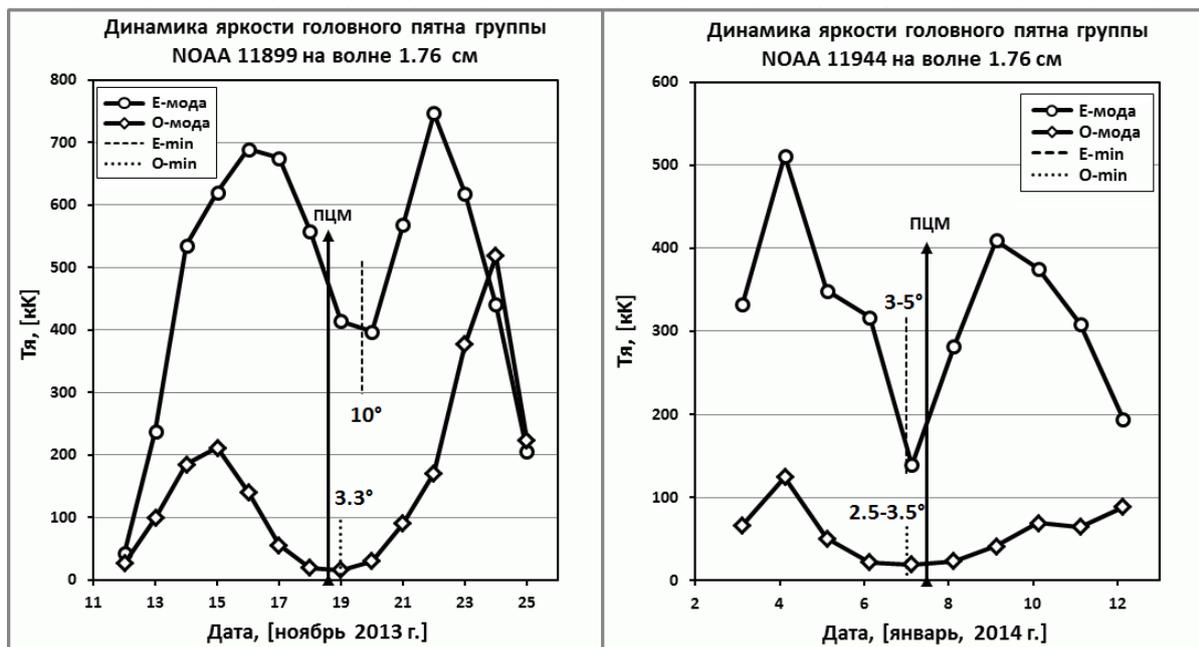


Рис. 2. Динамика максимальной яркости радиоизображения головных пятен в АО NOAA 11899 и АО NOAA 11944 по наблюдениям на радиогелиографе NoRH. Эффект «опережения\запаздывания» по отношению к моменту ПЦМ показан пунктирной линией, цифрами – угол наклона, соответствующий величине сдвига по времени.

Выбор параметра Тя (наибольшая яркость) для анализа динамики изображения АО связан с простотой ее измерения на картах NoRH. Видно, что максимальные значения яркости достигаются при нахождении АО

вблизи обоих лимбов Солнца, а минимальны для периода ПЦМ. Момент достижения минимума яркости также демонстрирует эффект «опережения\запаздывания». По его величине был вычислен наклон оси МП, оказавшийся равным 10° в е-моде и 3.3° в о-моде и направленным к востоку для пятна в NOAA 11899. Для пятна NOAA 11944 – $(3-5)^\circ$ в е-моде и $(2.5-3.5)^\circ$ в о-моде, направленным к западу (рис.2). Следует заметить, что в предложенном методе регистрируется не полный угол наклона МП, а только та его часть, которая изменяется при движении источника, т.е. угол в направлении вращения Солнца.

Результаты, полученные для пятна в NOAA 11899, полностью соответствуют устоявшимся представлениям о модели МП в виде петли, соединяющей головное пятно с диффузной хвостовой частью АО, ибо наклон МП оказался направленным в сторону востока, а угол наклона в е-моде превышал угол наклона в о-моде, которая генерируется ниже.

В случае пятна в NOAA 11944 ситуация значительно сложнее – измерения на NoRH показывают, что МП направлено на запад (обращение вида изображения пятна происходит до ПЦМ), а разница в величине наклона в е- и о-моде мала. Исследование магнитограммы и изображения АО в линии 304\AA (рис. 1) показывает, что магнитный поток пятна (N-полярности) замыкается не только на хвостовую часть своей АО, а и на область противоположной (S) полярности идущей впереди группы NOAA 11943, расположенной юго-западнее NOAA 11944. В пользу такого предположения свидетельствует и раздробленность тени исследуемого пятна. В итоге, результирующее МП оказывается слегка наклоненным (регистрируемый угол наклона мал) к западу. Заметим, что по данным РАТАН-600 у пятна в NOAA 11944 только самые короткие волны показывают наклон на запад, а более длинные, как и обычно, на восток.

Наблюдения на РАТАН-600 показывают, что с ростом длины волны угол наклона МП пятен увеличивается. В рамках дипольной модели МП пятен это объясняется ростом высоты ИМИ над уровнем фотосферы. В принципе, изменения угла наклона с высотой по спектральным наблюдениям на микроволнах можно в дальнейшем проследить на всем протяжении переходной области хромосфера-корона вплоть до высот ~ 10 тыс. км. Приведенные нами значения угла наклона, измеренные по наблюдениям на волне ~ 2 см, относятся к высотам \sim нескольких тыс. км.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 16-02-0749.

Литература

1. Т. Каулинг. Магнитная гидродинамика – М.: Изд. иностр. лит., 1959.
2. С.И. Гопасюк // Изв. КрАО, 1966, 35, 139.
3. O.S. Gopasyuk // Kinematics and Physics of Celestial Bodies, 2003, 19, 126.
4. Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А. // Астроф. бюлл., 2011, 66, 223.

**РИТМЫ ПЕЛЕОКЛИМАТА ЗЕМЛИ
В СТРУКТУРЕ ОКАМЕНЕВШИХ СЛОИСТЫХ ОТЛОЖЕНИЙ
ПАЛЕОПРОТЕРОЗОЯ (~ 2 МЛРД. 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

**THE RHYTHMITES OF THE EARTH'S PALEOCLIMATE OF THE
STRUCTURE OF THE FOSSILIZED SEDIMENTARY LAMINAE
FROM THE PALEOPROTEROZOIC (~ 2 BILLION YEARS 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, St. Petersburg, Russia*
e-mail: mtyasto@mail.ru

²*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia*
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

Paleoclimatic data (the thickness variation of the rhythmically deposited argillites of the Gowganda Formation located in the Mississagi River Valley near Wharncliffe, Ontario, Canada) with a spatial resolution about one year and enclosed the time period about 256 years which were dated from early Proterozoic age (ca. 2.0–2.5 billion years before present) have been studied in order to reveal quasiperiodic variations of climatic processes in the past. There are six hidden periodicities: 3, 5, 11, 14, 29 and 75 years were revealed with significance level of its amplitudes in the frame of the polyharmonic model from 2σ up to 4σ .

It has been indicated that some of the detected periodicities are often similar to present day solar activity cyclicity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-377-380

Введение

Слоистые аргиллиты – твердые камнеподобные породы, сформировавшиеся в результате уплотнения ленточных глин, представляют собой отложения приледниковых озёр, состоящие из многократно повторяющихся ежегодных отложений тонких слоев ледниковой мути, которая содержит в основном тонкозернистый песчаный материал летом и глинистый зимой [1]. По толщине таких годовичных отложений величиной от долей миллиметра до нескольких сантиметров можно судить об интенсивности таяния ледника, а тем самым и об изменении климата в то далекое доисторическое время. Поэтому для изучения изменения климата в палеопротерозойском периоде (~2 млрд. лет тому назад) в настоящей работе проведено исследование палеоданных толщины слоев отложений аргилли-

та формации «Gowganda» [2], расположенной на юге канадской провинции Онтарио, и которые были взяты с сервера [3].

Исходные данные. Исследуемый временной ряд (рис. 1) представляет собой измерения (в мм) толщины слоев отложений аргиллита формации «Gowganda», расположенной в долине реки Миссиссаги на юге провинции Онтарио в Канаде. Временное разрешение данных составляет один год и охватывает временной интервал длительностью в 256 лет, относящийся по времени к палеопротерозойской эре около 2.0–2.5 млрд. лет тому назад.

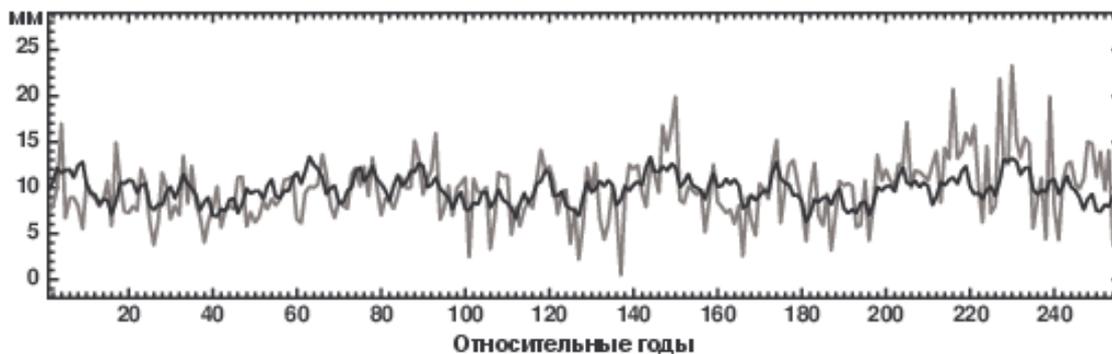


Рис. 1. Значения толщины слоёв отложений аргиллита формации «Gowganda» (серая линия) и аппроксимация этих значений шестью гармониками (черная линия).

Метод исследования. Поиск скрытых периодичностей во временной структуре исходных данных осуществляется в рамках полигармонической модели сигнала с шумовой составляющей [4]:

$$X(t) = A_0 + \sum_{k=1}^{\nu} R_k \cos \left(\frac{2\pi}{T_k} t - \varphi_k \right) + n(t),$$

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) [5], 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 [6]. Суть метода КСП кратко заключается в следующем: выборочная оценка нормированной спектральной плотности (ВОНСП) [7] для исходного временного ряда вычисляется в зависимости от «пробного» периода. Затем исходный ряд данных подвергается высокочастотной фильтрации [8] 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 [5].

Результаты обработки палеоданных. В исходных данных и в их отфильтрованном ВЧК (со значениями параметра T_ϕ , равным 7, 11, 17, 23, 31, 53 и 79 лет) при помощи выше описанной методики были обнаружены квазипериодические компоненты с периодами: 3, 5, 11, 14, 29 и 75 лет на уровне значимости значений их амплитуд от 2 до 4σ (см. рис. 2 и таблицу).

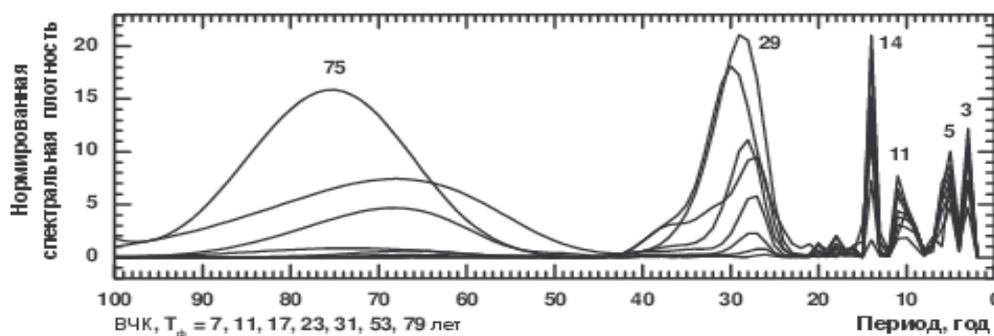


Рис. 2. КСП исходных палеоданных и их высокочастотных компонентов.

Таблица. Значения параметров и их стандартов полигармонической модели сигнала, состоящей из шести 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	9.82 ± 0.20	49					
3	0.66 ± 0.28	2	327 ± 25	14	1.07 ± 0.28	3	167 ± 15
5	0.69 ± 0.28	2	276 ± 23	29	0.78 ± 0.28	2	16 ± 21
11	0.56 ± 0.28	2	312 ± 29	75	1.20 ± 0.29	4	357 ± 13

Для изучения стабильности во времени значений периодов выявленных квазигармоник ВОНСП была построена для исходных данных в скользящем временном окне шириной 181 (рис. 3а) и 101 год (рис. 3б). На этих рисунках четко видна их степень проявления и изолированность друг от друга на протяжении всех 256 лет. Если предположить, что три, самые мощные гармоники T_{ii} : 14, 29 и 75 лет, соответствуют основным современным циклам солнечной активности T_c : Швабе (11 лет), Хэйла (22 года) и наименьшему из значений цикла Гляйсберга (60 лет), то введя понятие от-

носительного сдвига для соотнесенных $T_{\text{п}}$ и $T_{\text{с}}$: $\delta_{\text{т}} = (T_{\text{п}} - T_{\text{с}}) / T_{\text{с}}$, и оценив его среднее значение по этим трем выбранным парам ($\delta_{\text{т}} \approx 0.28$), приведем весь ряд выявленных гармоник: 3, 5, 11, 14, 29 и 75 лет, к современности. Получим, соответственно: 2.3, 3.9, 8.6, 10.9, 22.6 и 58.6 лет. Эти значения неоднократно присутствуют в списке таблицы 1 работы [9], где приведены многочисленные оценки значений циклов солнечной активности, вычисленные на основе современных наблюдений.

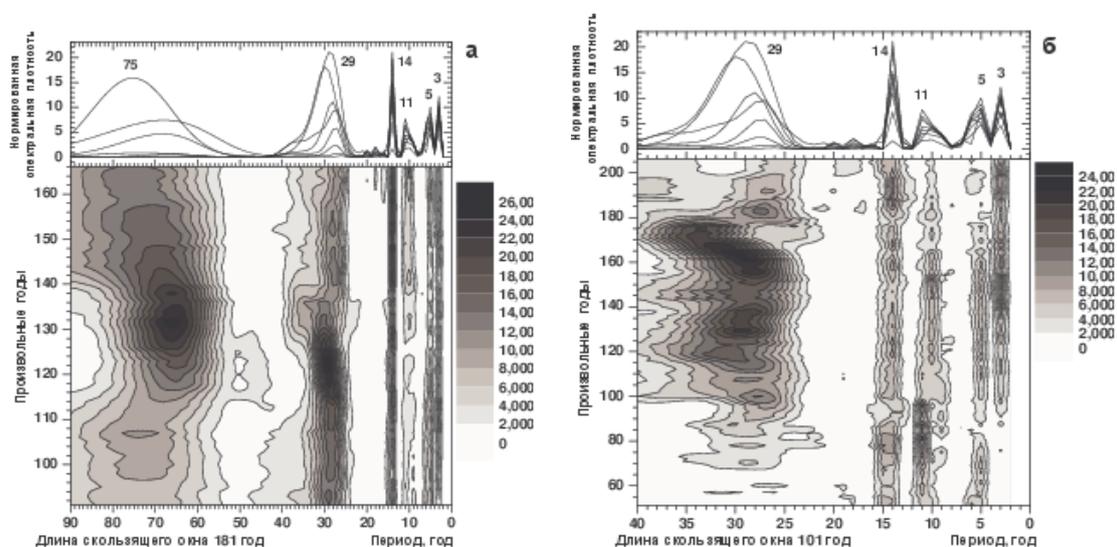


Рис. 3. ВОНСП, вычисленная для исходных данных в скользящем временном окне с шириной окна: а – 181 год и б – 101 год.

Выводы. Анализ вариаций толщины ежегодных слоев отложений аргиллита формации «Gowganda», расположенной на юге провинции Онтарио в Канаде, возраст которых составляет около 2.5 млрд. лет, позволил выявить квазигармоники, которые могут быть отнесены к основным современным циклам солнечной активности: циклам Швабе и Хэйла (11 и 22 года), а так же к наименьшему из значений цикла Гляйсберга (60 лет).

Литература

1. Жемчужников Ю.А. Сезонная слоистость и периодичность осадконакопления // Труды Геол. ин-та АН СССР. 1963. Вып. 86. 72 с.
2. Hughes G.B., Giegengack R., Kritikos H.N. Modern spectral climate patterns in rhythmically deposited argillites of the Gowganda Formation (Early Proterozoic), southern Ontario, Canada // Earth and Planetary Science Letters, 2003, V. 207, Issue 1-4, PP. 13-22.
3. <http://ncdc.noaa.gov/paleo/study/18216>
4. Серебренников М.Т., Первозванский А.А. Выявление скрытых периодичностей – М.: Наука. 1965. – 244 с.
5. 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.
6. Агекян Т.А. Основы теории ошибок для астрономов и физиков – М.: Наука. 1972. – 172 с.
7. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып. 2 – М.: Мир. 1972. – 287 с.
8. Alavi A.S., Jenkins G. M. An example of digital filtering // Appl. Statist. 1965. V. 14. P. 70.
9. Kuklin G.V. Cyclical and secular variations of solar activity // Proc. 71st IAU Symposium “Basic mechanisms of solar activity” – Holland; Boston: D. Reidel, 1976. PP. 147-190.

РАССЕЯНИЕ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ГЕНЕРАЦИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Россия*

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

SCATTERING OF NONTHERMAL ELECTRONS AND WHISTLER TURBULENCE GENERATION IN FLARE LOOP

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia*

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. We note strong differences in the dynamics of non-thermal electron distributions with and without the self-consistent considerations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-381-384

Рассеяние быстрых электронов частицами плазмы петли и волнами в ней во многом определяют их распределение во вспышечной петле и характеристики их электромагнитного излучения [1–7]. Ранее авторами настоящей статьи [8] исследовалось влияние турбулентности вистлеров на распределение (рассеяние) быстрых электронов для случая, когда турбулентность вистлеров в петле 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

В целом расчетная модель, принятая в данной работе, аналогична модели, описанной в [8]. То есть, рассматривается одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с неоднородным по длине магнитным полем и плотностью заполняющей ее холодной фоновой плазмы. В вершине петли производится нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов. Начальным источником вистлеров в петле является процесс конверсии БМЗ волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. Считаем, что вистлеровские волны, образующие в совокупности турбулентность, распространяются вдоль петли и не взаимодействуют с частицами фоновой холодной плазмы. Начальная (затравоч-

ная) плотность волн принимается согласно спектру Колмогорова $W_0 \sim k^{-q}$. При продольном распространении волн частота ω и волновое число k в каждой точке петли связаны дисперсионным соотношением [2]:

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$ – плазменная частота, $\omega_{e,i}(s)$ – гирочастота электронов и протонов. Полагая турбулентность слабой [2], для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами используем квазилинейное приближение [3, 4]. При взаимодействии волна-частица [2] для электронов с энергией $E = \gamma - 1$ (соответствующей скорости $v = c\sqrt{1 - \gamma^{-2}}$) и питч-углом $|\mu| \leq 1$ согласно условию Черенкова-Доплера $\omega - \mu vk = \omega_e / \gamma$ может быть определена резонансная волна с волновым числом k_r , с которой у электрона происходит взаимодействие. Такое взаимодействие на циклотронном резонансе может приводить как к затуханию вистлеров, так и к их нарастанию (мазер-эффект [4]). Для исследования этих процессов рассмотрим плотность энергии турбулентности вистлеров $W(k, s, t)$, которая, согласно геометрическому приближению [2], описывается уравнением [4]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W.$$

Здесь v_g – групповая скорость пакета продольных волн. Декремент затухания η определяется мощностью излучения G_k вистлеров быстрыми электронами и анизотропией функции их распределения $f(E, \mu, s, t)$:

$$\eta(k, s, t) = \frac{4\pi^4}{m_e} \int G_k 2v \left\{ \frac{\partial f}{\partial E} + \frac{1}{\mu\beta^2\gamma^3} \left(\frac{\omega_e}{\omega} - 1 + \mu^2 \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\}_{\mu=\mu_r} dE, \text{ где}$$

$$G_k = \frac{e^2}{4\pi c^2} \frac{\omega \cdot v_g}{k} v^2 (1 - \mu_r^2), \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - (v/c)^2}, \quad \mu_r = \frac{\omega - \omega_e / \gamma}{k_r \cdot v}.$$

Кинетика и рассеяние быстрых электронов в ловушке на турбулентности вистлеров, в рамках квазилинейной теории, описывается уравнением Фоккера-Планка для функции распределения. Не учитывая здесь 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

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2} (1 - \mu^2) \sum_r k_r W(k_r).$$

Результаты моделирования и обсуждение

На рис. 1 показана временная динамика плотности энергии вистлеров и энергетического спектра быстрых электронов в средней части магнитной петли при рассеянии только на заданной начальной плотности турбулентности. Видно, что быстрые электроны с $E > 100$ кэВ на такой турбулентности эффективно рассеиваются, а их спектр со временем укручается.

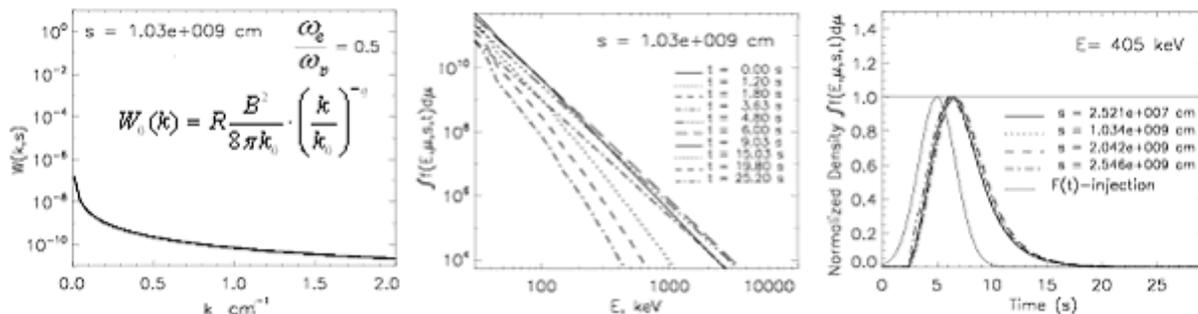


Рис. 1.

На рис. 2 приведены те же показатели процесса рассеяния, но при взаимном влиянии вистлеров и нетепловых электронов: вистлеров – на изменение энергетического спектра электронов через питч-угловое рассеяние, а электронов – на спектр турбулентности по волновым числам.

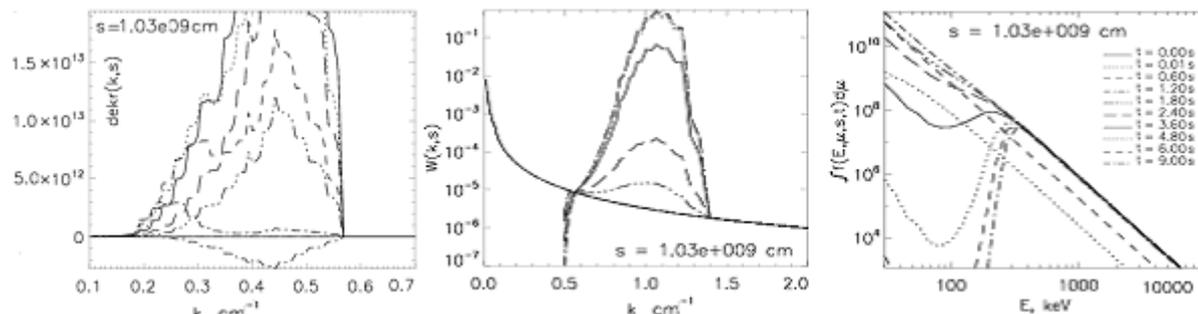


Рис. 2.

На левом графике показана динамика спектра декремента затухания вистлеров, демонстрирующая его нестационарность. В разные фазы инъекции нетепловых электронов декремент может принимать как отрицательные значения, что приводит к усилению волн, так и значительные положительные значения, приводящие к затуханию волн.

На среднем графике показана динамика результирующего спектра вистлеров, возникающего в той же части петли. Интересно то, что в узком диапазоне значений волнового числа $0.5 < k < 1.5$ появился резкий пик, уровень турбулентности в котором на несколько порядков превышает исходный уровень энергии вистлеров, соответствующий спектру Колмогорова. Причина его появления состоит в усилении волн благодаря отрицательным значениям декремента затухания, отмеченного выше. Также очень примечательным является факт резкого (на много порядков величины) завала спектра вистлеров с малыми волновыми числами $k < 0.5$, происходящего

из-за резонансного взаимодействия с нетепловыми электронами. При больших значениях $k > 1.5$ сохраняется исходный уровень турбулентности из-за отсутствия резонансного взаимодействия в этой области спектра.

На графике справа (рис. 2) показано как отмеченные особенности динамики спектра вистлеров повлияли на динамику и форму энергетического спектра нетепловых электронов в магнитной петле. Прежде всего, отметим значительно более высокую концентрацию и отсутствие временного укрупнения спектра на высоких энергиях, $E > 300$ кэВ, по сравнению со случаем, когда обратное влияние электронов на вистлеры не учитывалось (рис. 1). Во вторых, заметным стало уплощение энергетического спектра электронов на средних энергиях $E = 100\text{--}300$ кэВ. Очевидной причиной первой особенности является тот факт, что с электронами релятивистских энергий циклотронный резонанс возможен только на малых волновых числах вистлеров (см. рис. 3), но именно эти вистлеры отсутствуют в спектре. Это

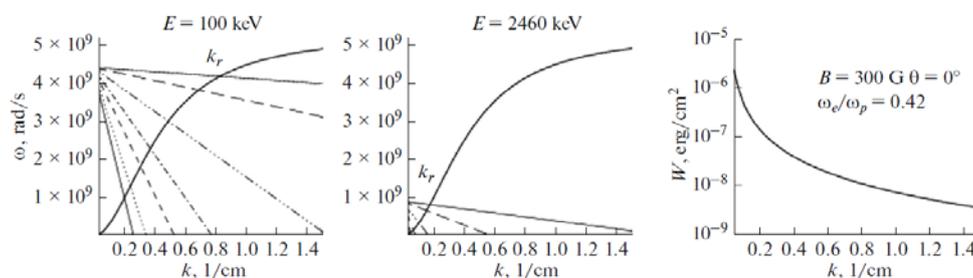


Рис. 3.

способствует сохранению энергичных электронов с $E > 300$ кэВ в магнитной ловушке петли. Причиной второй особенности является интенсивное рассеяние электронов средних энергий $E = 100\text{--}300$ кэВ турбулентностью, сгенерированной самими частицами в области $0.5 < k < 1.5$.

Таким образом, вистлеровская турбулентность во вспышечной петле, первоначально появившаяся в результате вспышечного энерговыделения, не только рассеивает ускоренные электроны, но и сама под воздействием последних изменяется как по распределению плотности энергии по волновым числам, так и по своей способности к рассеиванию электронов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-02-00856, 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. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика – М.: Наука, 1972, – 440 с.
3. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.
4. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры – ИПФАН, 1986. – 190 с.
5. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys. J., 1992, V. 398, № 10, P. 350-358.
6. Bepalov 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. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.

ВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Куценко А.С.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

THE TEMPORAL CHANGES OF ELECTRIC CURRENTS' PARAMETERS IN THE SOLAR ACTIVE REGIONS

Fursyak Yu.A., Abramenko V.I., Kutsenko A.S.

Crimean Astrophysical observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Using HMI/SDO magnetograms of the full magnetic field vector for the active regions (ARs) NOAA 12192, 12158, 12381 and 12494, we calculated 2D-structures of vertical and horizontal electric currents in each AR. We obtained plots of temporal changes of electric currents for a period of 3-4 days. It is found that, out of all the studied parameters, only the global (distributed) electric current variations show slight agreement with the level of flare activity of an AR. Presumably, the global electric current is connected with the pumping of free magnetic energy into the solar corona. It is also shown that the use of vertical currents only leads to underestimation of the complete picture of electric currents in the photosphere, since horizontal currents are of the same order of magnitude as vertical currents.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-385-388

Энергия солнечных вспышек и корональных выбросов массы – это «свободная» магнитная энергия, носителями которой являются электрические токи в атмосфере Солнца. Процессы накопления и выделения этой энергии вызывают интерес по двум причинам: с одной стороны, чтобы глубже понять фундаментальные основы взрывного энерговыделения в замагниченной плазме, а с другой стороны, в целях прогнозирования сильных вспышек на Солнце. В связи с этим, значительный интерес представляет исследование временных изменений токовых систем в фотосфере по данным наблюдений активных областей (АО).

Используя HMI/SDO магнитограммы компонент вектора магнитного поля для четырех АО разной вспышечной продуктивности, мы исследовали, как ведут себя электрические токи в каждом случае за временной интервал в 3-4 суток, пока группа находилась в пределах $\pm 35^\circ$ от центрального меридиана. Проанализированы временные изменения токовых систем в 4 АО текущего цикла солнечной активности – NOAA 12158, 12192, 12381 и 12494.

По компонентам вектора магнитного поля были вычислены карты вертикальных и горизонтальных электрических токов и по ним были определены следующие параметры:

- 1) средняя абсолютная величина плотности вертикального тока:

$$\langle |j_z| \rangle = \sqrt{\frac{\sum (j_z)_{i,j}^2}{N}} \quad (1)$$

2) средняя абсолютная величина плотности горизонтального тока:

$$\langle |j_{xy}| \rangle = \sqrt{\frac{\sum (j_{xy})_{i,j}^2}{N}} \quad (2)$$

3) результирующий ток (net current):

$$I_{net} = \sum (I_z)_{i,j} \quad (3)$$

4) глобальный, т.е., распределенный по области вокруг основного пятна электрический ток.

Карты вертикальных токов рассчитывались интегральным методом с использованием формулы Симпсона для приближенного вычисления интеграла и контуром 5×5 пикселей [1]. Проху горизонтальных токов были получены методом, предложенным в [2, 3]. Глобальный электрический ток представляет собой распределенную по протяженной области вокруг пятна токовую структуру с результирующим вертикальным током одного направления, которая, по-видимому, простирается высоко в хромосферу и корону и замыкается в пределах АО [4, 5]. Обнаружение глобального тока в АО сводилось к выявлению регулярной вихревой структуры непотенциальной компоненты наблюдаемого горизонтального магнитного поля вблизи пятен и суммированием вертикальных электрических токов в ограниченной области с преобладанием одного направления закрутки поля вокруг развитого пятна.

На рис. 1 показаны временные профили вычисленных параметров по отдельным АО, а на рис. 2 сопоставлены те же графики для всех четырех АО.

На основе полученных результатов сделаны следующие выводы:

1. Из всех изученных характеристик, только глобальный ток реагирует на уровень вспышечной активности АО. Особенно это заметно для самой сильной и вспышечно-продуктивной АО 12192: протяженные по времени максимумы глобального тока перекрывают периоды повышенной вспышечной активности. При этом величина глобального тока этой группы значительно превосходит соответствующие величины для других, более слабых, АО. Как было предположено в [5], глобальный ток уходит в хромосферу и корону и замыкается в пределах АО. Таким образом, есть основания полагать что именно с ним связана накачка свободной магнитной энергии и этим объясняется его квази-синхронность со вспышками.

2. Для всех АО, величина глобального тока не коррелирует с магнитным потоком АО. Глобальный ток, по-видимому, связан скорее с перестройками в магнитной конфигурации, нежели со всплытием/диссипацией поля.

3. Временные профили средней плотности вертикальных токов для всех АО близки между собой и не показывают синхронности со вспышечной активностью. Такой же вывод можно сделать и о горизонтальных то-

ках. По-видимому, эти параметры характеризуют локальные, замкнутые в низких петлях электрические токи, не связанные с корональной динамикой.

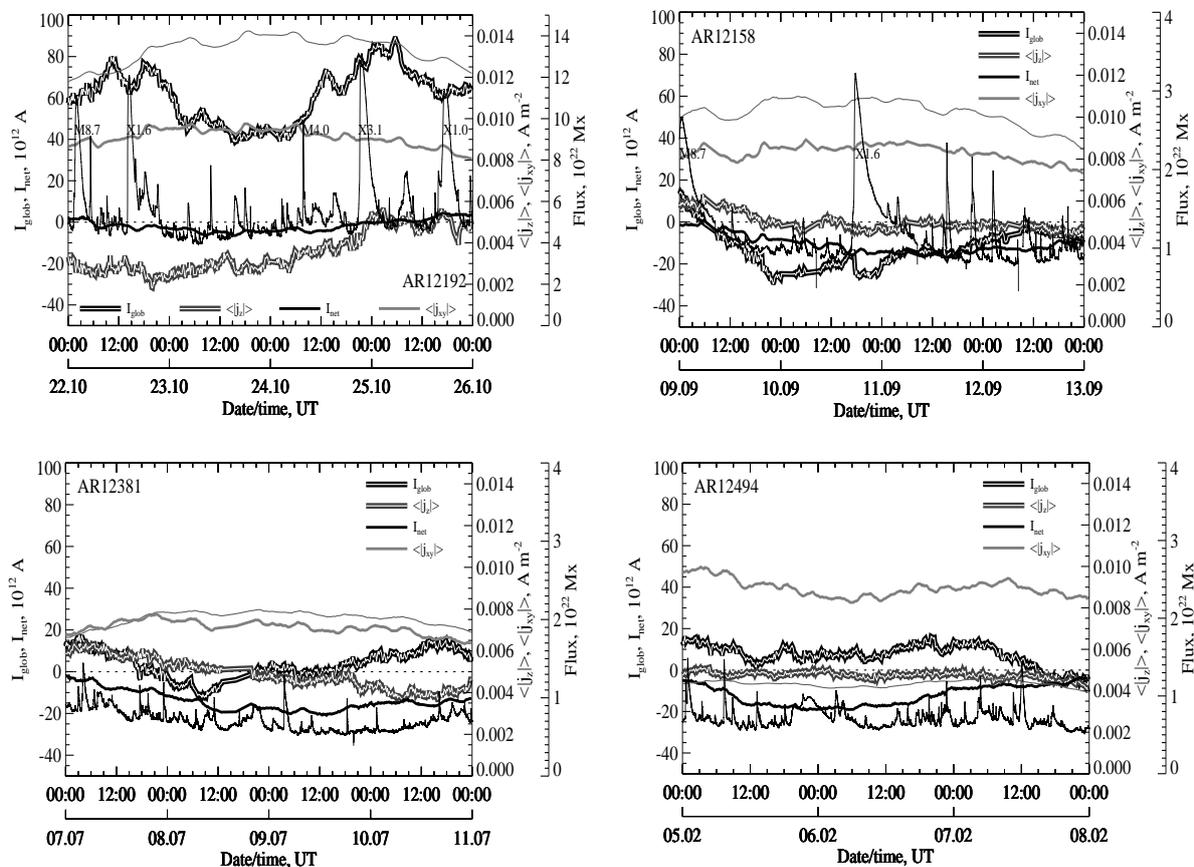


Рис. 1. Изменение параметров электрических токов в исследуемых областях. Черная двойная кривая – изменения величины глобального электрического тока в АО; серая двойная линия отображает временные вариации величины результирующего тока; жирные линии отображают соответственно изменения средних абсолютных величин плотности вертикального (черная кривая) и горизонтального (серая кривая) тока. Тонкая серая кривая показывает временные вариации магнитного потока в АО за время мониторинга.

4. Средние плотности горизонтальных и вертикальных токов примерно одного порядка, что указывает на недооценку полной картины электрических токов в фотосфере по данным лишь о вертикальных токах. Отметим, что горизонтальные токи образуются за счет дрейфа заряженных частиц в магнитном поле вокруг вертикальных магнитных силовых трубок, а также за счет широких движений плазмы в местах сильных поперечных градиентов поля.

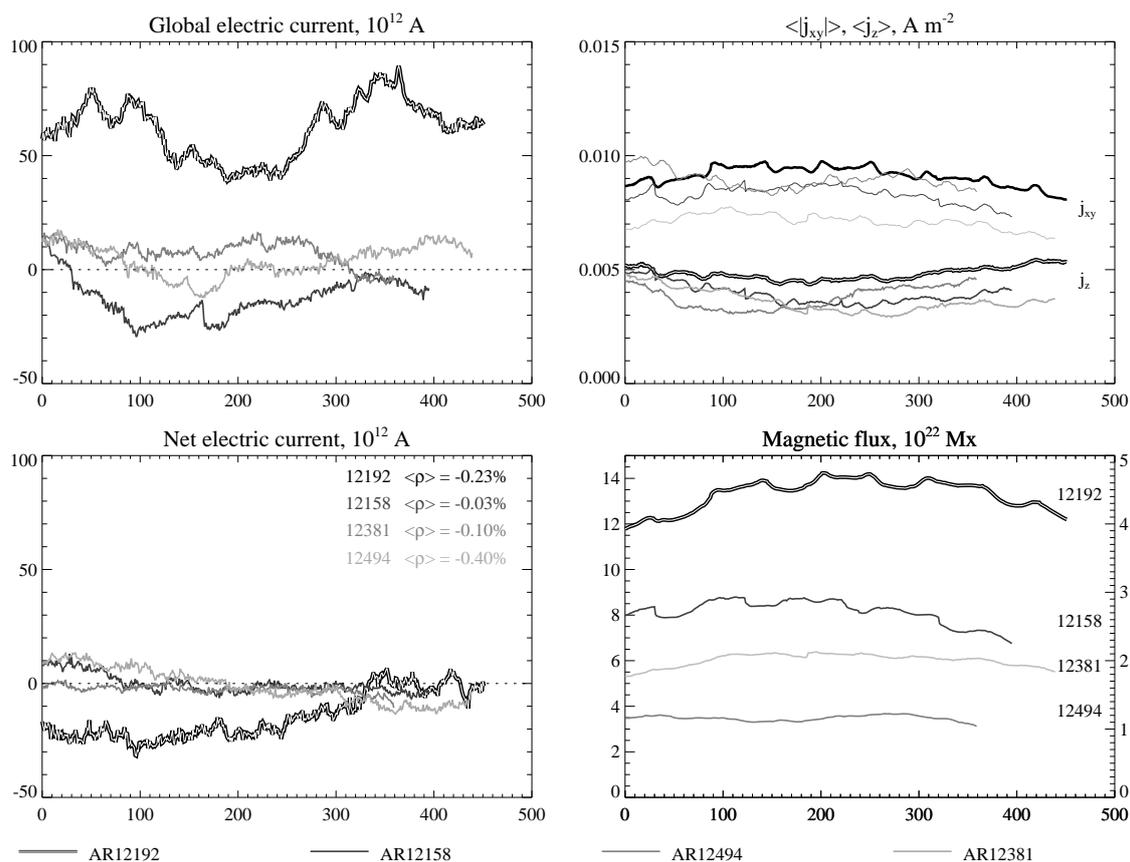


Рис. 2. Сводные графики временных изменений параметров электрических токов и магнитного потока в исследуемых АО. Двойной линией (черная жирная линия для величины $\langle |j_{xy}| \rangle$) отображены данные для области NOAA 12192; далее, по мере убывания интенсивности цвета – временные изменения соответствующих величин для областей NOAA 12158, 12381 и 12494 соответственно.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), гранты 16-02-00221 А и 17-02-00049 А.

Литература

1. Fursyak Yu.A. // Geomagnetism and Aeronomy. 2018. 58. 8. 1129-1135.
2. Abramenko V. // arXiv:0806.1547v1. 2008.
3. Fursyak Yu.A., Abramenko V.I. // Astrophysics. 2017. 60. 4. 593-603.
4. Абраменко В.И., Гонасюк С.И. // Изв. Крымск. астрофиз. обс. 1987. 76. 147-168.
5. Abramenko V.I., Gopasyuk S.I., Ogir' M.B. // Solar Physics. 1991. 134. 287-297.

СРАВНЕНИЕ ВИЗУАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЯТЕН В КРЫМУ И НА МАУНТ-ВИЛСОН

**Цап Ю.Т.^{1,2}, Лоцицкая Н.И.³, Перебейнос В.А.¹, Борисенко А.В.¹,
Штерцер Н.И.¹, Моторина Г.Г.^{2,4}, Кулешова А.И.²,
Андреева О.А.¹, Жигалкин Р.К.¹**

¹*КрАО РАН, Научный, Крым, Россия*

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*АО КНУ им. Тараса Шевченко, Киев, Украина*

⁴*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE COMPARISON OF VISUAL MEASUREMENTS OF SUNSPOT MAGNETIC FIELDS AT CRIMEA AND MAUNT WILSON

**Tsap Yu.T.^{1,2}, Lozitska N.I.³, Perebeynos V.A.¹, Borisenko A.V.¹,
Shtertser N.I.¹, Motorina G.G.^{2,4}, Kuleshova A.I.²,
Andryeyeva O.A.¹, Zhigalkin R.K.¹**

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

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

³*Astronomical Observatory of Taras Shevchenko National University of Kyiv, Ukraine*

⁴*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

The comparative analysis for 1324 measurements of the corresponding sunspot magnetic fields with $B > 2.5$ kG (according to Crimean data) obtained at Crimean and Mt. Wilson observatories from 2010 to 2017 has been carried out. It has been shown that the difference between measurements can exceed 1 kG in some cases. The averaged values of the magnetic field are equal to 2.759 kG (Crimea) and 2.2196 kG (Mt. Wilson). The maximum sunspot magnetic field measured at Mt. Wilson does not reach 2.7 kG while according to Crimean data it can exceed 4.0 kG. The correlation coefficient between measurements of magnetic fields at Crimea and Mt. Wilson does not exceed 0.22. The probable reasons of significant discrepancies are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-389-392

Введение

Солнечные пятна – наиболее ярко выраженные концентрации магнитного потока в солнечной фотосфере. В пятнах магнитная энергия превышает кинетическую энергию конвективных движений плазмы, что приводит к частичному подавлению конвекции и формированию темных (холодных) образований. Визуальные измерения магнитного поля тени пятен, основанные на определении расстояния между зеемановскими компонентами, которые образуются в результате расщепления магниточувствительных линий, в настоящее время все еще являются наиболее надежными и до сих пор регулярно проводятся в Крымской астрофизической обсерватории РАН (КрАО) и обсерватории Маунт-Вилсон (США, МВО).

Наиболее длинные ряды наблюдений магнитных полей пятен получены в MWO [1, 2]. Архив MWO содержит зарисовки тени и полутени пятен, а также других структур, начиная с 1917 г. При этом значительная часть наблюдательных данных доступна через Интернет (<ftp://howard.astro.ucla.edu/pub/obs/drawings>). Начиная с 1962 г., для проведения измерений стала использоваться линия FeI 5250 Å. Отметим также, что в среднем на Маунт-Вилсон наблюдается 330 ясных дней.

Визуальные наблюдения по схожей методике проводятся с 1955 г. в линии FeI 6302 Å (с 1957 г.) и в КрАО [3, 4]. Данные измерений также представляются в виде зарисовок солнечного диска с группами солнечных пятен. Результаты измерений оцифровываются, начиная с 1984 г. Соответствующие ежедневные изображения доступны на сайте http://solar.crao.crimea.ru/eng/sunspots_mf.htm#archive. В Крыму за год в среднем насчитывается около 220 ясных дней.

Лозицкая и др. [5] проводили детальное сравнение результатов измерений магнитных полей пятен в КрАО и MWO за период с 2010 по 2012 гг. Однако разделение между сильными и слабыми магнитными полями проведено не было. Кроме того, в работе [5] сравнивались выборки в целом без конкретизации соответствующих объектов измерений.

Цель настоящей работы – на основе данных зарисовок, полученных в КрАО и MWO, провести сравнительный анализ визуальных измерений магнитных полей соответствующих пятен с напряженностью > 2.5 кГс (по данным КрАО).

Сравнительный анализ

Для того чтобы сравнить измерения магнитных полей тени пятен в двух обсерваториях, сначала мы выбрали пятна с напряженностью > 2.5 кГс по данным КрАО за период с 31.07.2010 г. по 01.10.2017 г. После этого находили соответствующие измерения, полученные в MWO. В результате мы обнаружили 1324 соответствия (см. табл. 1 <http://solar.crao.crimea.ru/eng/observations.htm>). Типичная разница во времени, обусловленная размещением инструментов в разных частях света, составила около 10 часов. Особо подчеркнем, согласно результатам измерений КрАО, 134 пятна имели напряженности > 3 кГс. При этом наибольшие значения магнитных полей были получены 22 мая 2016 г. в активной области NOAA 12546 (4.1 кГс) и 3 сентября 2017 – NOAA 12674 (4.6 кГс). Между тем соответствующие магнитные поля по данным MWO не превышали 2.7 кГс.

Графики измерений магнитных полей соответствующих пятен представлены на рис. 1. Как видно, различия являются довольно существенными. В частности, среднее значение магнитных полей тени пятен по данным измерений КрАО составляет 2756 Гс, тогда как по данным MWO – 2194 Гс. Следовательно, разница в напряженностях превышает в среднем

500 Гс. При этом коэффициент корреляции, как показывают оценки, приблизительно равен 0.22. На наш взгляд, полученные результаты свидетельствуют, что данные MWO дают явно заниженные значения магнитных полей, и они не могут быть использованы для характеристики крупных пятен фотосферы Солнца, поскольку напряженности в них могут достигать больших значений.

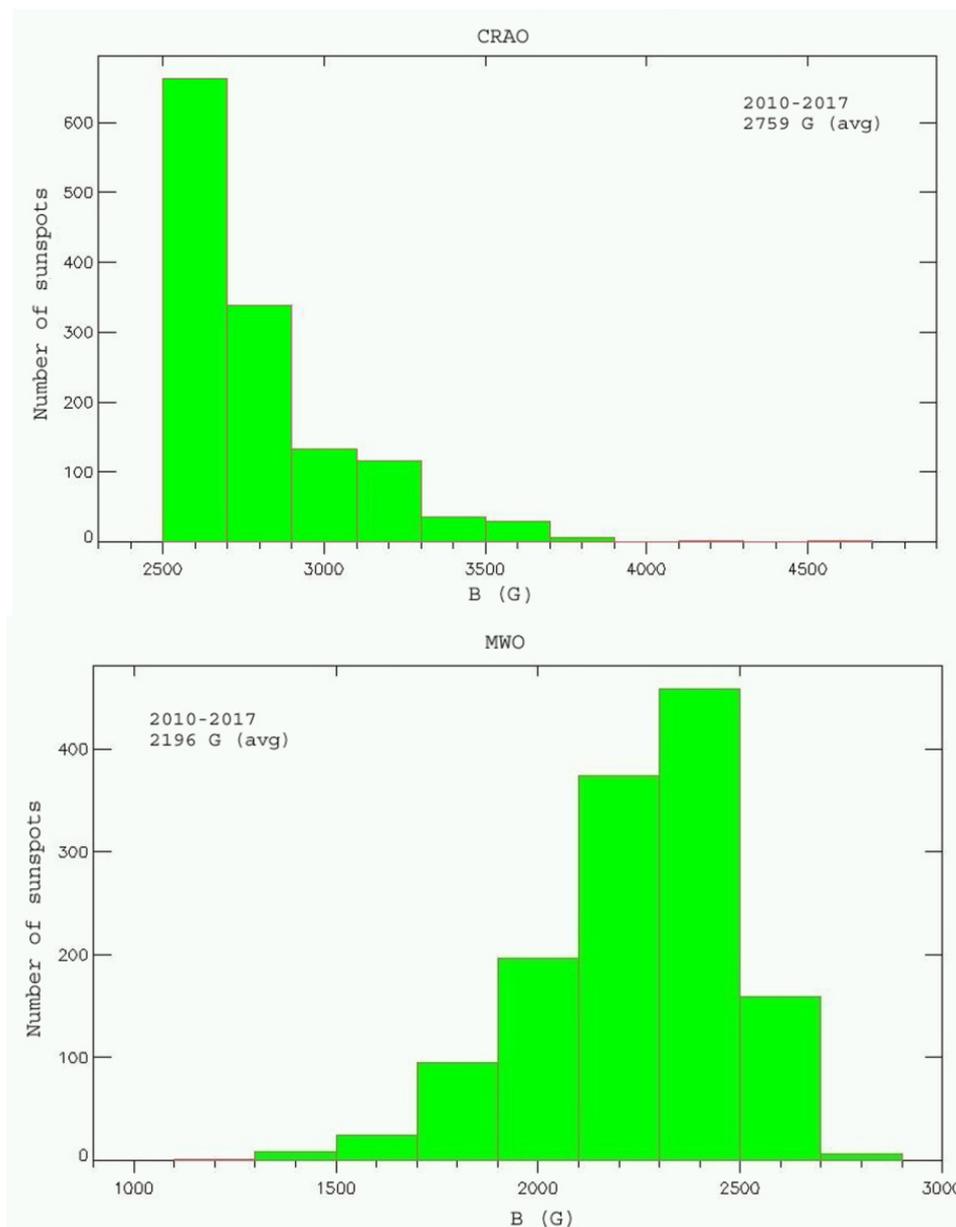


Рис. 1. Диаграммы измерений магнитных полей (> 2.5 кГс по данным КраО) тени соответствующих пятен по данным КраО и МВО за период с 31.07.2010 по 01.10.2017 г.

Обсуждение результатов и выводы

Визуальный метод измерения магнитных полей все еще остается наиболее простым и надежным. Это объясняется тем, что на результаты не оказывает влияние модель атмосферы, эффект насыщения сигнала, слабая

интенсивность излучения в источнике, инструментальная поляризация и т.д. В отличие от магнитографических измерений, калибровочные кривые не зависят от параметров атмосферы. Хотя разница в высотах формирования линий 6302 Å и 5250 Å не превышает 30 км, а по времени – 15 часов, значения сильных магнитных полей соответствующих пятен, полученные в КраО и MWO, существенно отличаются. Одна из возможных причин может быть связана с малой толщиной наклонной пластины, используемой в микрофотометре MWO, что делает невозможным измерение напряженностей магнитных полей из-за большого смещения зеемановских σ -компонент (А. Певцов, частная коммуникация). Погрешности могут быть также обусловлены не совсем корректной калибровкой [2, 5], краевыми эффектами и субъективностью наблюдателей. Мы надеемся рассмотреть эти вопросы более обстоятельно в следующей статье.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы Президиума РАН № 28.

Литература

1. *Hale G.E., Ellerman F., Nicholson S.B., Joy A.H.* // *Astrophys. J.* 1919. V. 49. P. 153.
2. *Livingston W., Harvey J.W., Malanushenko O.V., Webster L.* // *Solar Phys.* 2006. V. 239. P. 4.
3. *Severny A.B., Stepanov V.E.* // *Izv. Krim. Astrofiz. Obs.* 1956. V. 16. P. 3.
4. *Stepanov V.E., Petrova N.N.* // *Izv. Krim. Astrofiz. Obs.* 1958. V. 18. P. 66.
5. *Lozitska N.I., Lozitsky V.G., Andryeyeva O.A., et al.* // *Adv. Space Res.* 2015. V. 55. P. 897.

ВЛИЯНИЕ ЭКРАНИРУЮЩИХ ТОКОВ НА МГД УСТОЙЧИВОСТЬ МАГНИТНЫХ ЖГУТОВ В КОРОНЕ СОЛНЦА

Цап Ю.Т.^{1,2}, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.²

¹*КрАО РАН, п. Научный, Крым, Россия*

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE INFLUENCE OF SCREENING CURRENTS ON MHD STABILITY OF MAGNETIC FLUX ROPES IN THE SOLAR CORONA

Tsap Yu.T.^{1,2}, Stepanov A.V.², Kopylova Yu.G.²

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

Based on the energy method under the solar coronal conditions the MHD stability of neutralized current ropes is considered. It has been shown that the surface screening currents provide the stability of a current rope with respect to kink perturbations. The azimuth magnetic field can significantly exceed the longitudinal one in coronal magnetic flux ropes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-393-396

В настоящее время вопрос об устойчивости магнитных жгутов по отношению к винтовым МГД возмущениям всё ещё остается открытым [1, 2]. В первую очередь, это объясняется тем, что согласно критерию Крускала-Шафранова [1, 3], угол закрутки магнитных силовых линий $\Phi = LB_\varphi / aB_z$, где B_φ и B_z — соответственно азимутальная и продольная компоненты магнитного поля, a — радиус сечения магнитного жгута, а L — его длина, не может превышать 2π . В противном случае будет развиваться винтовая неустойчивость. Учет «вмороженности» оснований корональных петель в фотосферу позволяет ее несколько стабилизировать [1, 4]. Однако такой подход позволяет увеличить критическое значение Φ , например, в случае однородной закрутки бессилового жгута лишь до 2.5π [4]. Между тем, из наблюдений следует, что Φ может достигать 12π [5]. На наш взгляд, стабилизировать неустойчивость могут поверхностные экранирующие токи, влияние которых на винтовую неустойчивость до сих пор детально не исследовалось.

Довольно часто при рассмотрении МГД устойчивости магнитных петель и аркад привлекается энергетический метод [1, 6]. Однако возможность его применения подробно изучалась лишь для магнитных конфигураций с резкой границей «плазма–вакуум», окруженных проводящим кожухом [3, 7]. В то же время корональные петли скорее являются открытыми системами, и им соответствует приближение резкой границы «плазма–плазма», о чем свидетельствуют многочисленные наблюдения короны Солнца.

Цель настоящей работы — исследовать на основе энергетического метода, разработанного в работе [8], устойчивость магнитного жгута с экранирующим поверхностным током.

Энергетический метод

Как следует из уравнений идеальной МГД, в общем случае выражение для второй вариации потенциальной энергии магнитной конфигурации с резкой границей «плазма–плазма» в стандартных обозначениях, пренебрегая силой тяжести, можно представить в виде [8]

$$\delta W_p = \delta W_{v_i} + \delta W_{v_e} + \delta W_s = \frac{1}{2} \left(\int_{V_i} \Theta dV + \int_{V_e} \Theta dV \right) + \oint_S \left\{ \frac{d \langle P \rangle}{dn} \right\} s_n^2 dS, \quad (1)$$

где

$$\Theta = \frac{\delta B^2}{4\pi} + \frac{\vec{j}}{c} (\vec{s} \times \delta \vec{B}) + \gamma p (\operatorname{div} \vec{s})^2 + (\vec{s} \nabla p) \operatorname{div} \vec{s}, \quad P = p + \frac{B^2}{8\pi}.$$

и в силу равенства полных давлений на равновесной границе

$$\langle P \rangle = P_e - P_i = 0. \quad (2)$$

Для экранированных магнитных жгутов магнитное поле можно задать в виде

$$\vec{B} = \begin{cases} (0, B_\varphi, B_{zi}), & r \leq a; \\ (0, 0, B_{ze}), & r > a. \end{cases}$$

Тогда, используя условие МГД равновесия вдоль радиального направления внутри и снаружи жгута

$$\frac{d}{dr} \left(p_i + \frac{B_i^2}{8\pi} \right) = -\frac{B_\varphi^2}{4\pi r}, \quad \frac{d}{dr} \left(p_e + \frac{B_e^2}{8\pi} \right) = 0, \quad (3)$$

согласно (3) имеем

$$\frac{d \langle P \rangle}{dn} = \frac{d \langle P \rangle}{dr} = \frac{dP_e}{dr} - \frac{dP_i}{dr} = \frac{B_\varphi^2}{4\pi r}.$$

Откуда, принимая во внимание, что площадь боковой поверхности цилиндрического жгута $dS = a d\varphi dL$, для поверхностной энергии получим следующую оценку

$$\delta W_s = L \frac{B_\varphi^2}{4} s_r^2(a). \quad (4)$$

Правая часть уравнения (4) является положительно определенной, что свидетельствует о стабилизирующем действии поверхностных экранирующих токов на МГД устойчивость магнитных жгутов, поскольку в уравнении (1)

вариация $\delta W_s > 0$. Подчеркнем, что данное заключение не зависит от вида собственных функций $s_r(r)$, а также азимутальной компоненты $B_\varphi(r)$.

Следуя Трубникову [9] и выделяя квадратичные члены в подынтегральном выражении Θ для вторых вариаций энергии по внутреннему и внешнему объему, в приближении несжимаемой плазмы находим

$$\Theta = \frac{1}{4\pi} \left\{ \delta B_r^2 + (\delta B_\varphi + s_r \nabla_z \times \vec{B})^2 + (\delta B_z - s_r \nabla_\varphi \times \vec{B})^2 + \frac{8\pi}{r} s_r^2 \frac{d}{dr} \left(p + \frac{B_z^2}{8\pi} \right) \right\}. \quad (5)$$

Квадратичные члены в (5) являются положительно определенными, поэтому они будут оказывать стабилизирующее воздействие. Только последний член правой части уравнения (5) может быть отрицательным, т.е. ответственным за развитие неустойчивости, поскольку, как следует из условия равновесия (3)

$$\frac{d}{dr} \left(p_i + \frac{B_{zi}^2}{8\pi} \right) = -\frac{B_\varphi^2}{4\pi r} \frac{d}{dr} (rB_\varphi). \quad (6)$$

Для того чтобы оценить реальный вклад последнего дестабилизирующего члена в правой части (5), попытаемся учесть влияние других членов, содержащих B_φ – компоненту.

Для винтовых (изгибных) возмущений, вытянутых вдоль жгута, можно определить собственные функции s_r , которые, как оказалось, не зависят от r [10]. Тогда, полагая для простоты, что плотность электрического тока внутри жгута распределена равномерно, т.е. $B_\varphi = Ar$, где A — некоторая константа, и учитывая линеаризованное уравнение индукции

$$\delta \vec{B} = \nabla \times (\vec{s} \times \vec{B}),$$

получим

$$\delta B_r = \frac{B_\varphi}{r} \frac{\partial s_r}{\partial \varphi}, \quad \delta B_\varphi = -\frac{B_\varphi}{r} s_r.$$

Откуда, принимая во внимание известное равенство

$$\nabla_z \times \vec{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\varphi),$$

приходим к выводу, что суммарное действие стабилизирующих членов в правой части уравнения (5), связанных с B_φ – компонентой, равно

$$T_\varphi = \delta B_r^2 + (\delta B_\varphi + s_r \nabla_z \times \vec{B})^2 = 2 \frac{B_\varphi^2}{r^2} s_r^2.$$

Таким образом, поскольку элемент объема $dV = r dr d\varphi dL$, вторая вариация энергии

$$\delta W_{\phi_i} = \frac{L}{4} \int_0^a \left\{ T_{\phi} - 2 - \frac{B_{\phi}^2}{4\pi r} \frac{d}{dr} (r B_{\phi}) s_r^2 \right\} r dr = -\frac{L A^2 s_r^2}{2} \int_0^a r dr = -L \frac{B_{\phi}^2}{4} s_r^2. \quad (7)$$

Сравнивая (4) и (7), нетрудно заключить, что наличие экранирующего тока стабилизирует магнитный жгут по отношению к винтовым модам.

Выводы

На основе энергетического метода нами было показано, что экранированные магнитные жгуты устойчивы по отношению к винтовым модам. Причем в этом случае полный ток также будет равен нулю, поэтому в таких жгутах не сможет развиваться тороидальная неустойчивость [11]. Это предполагает, что поверхностные экранирующие токи способны обеспечить устойчивость скрученных магнитных петель (волокон) в течение длительного времени. Заметим, что они будут способствовать и стабилизации баллонных мод, поскольку значение δW_s будет положительным вне зависимости от вида собственных функций $s_r(r)$ и азимутальной компоненты магнитного поля $B_{\phi}(r)$.

Работа частично поддержана грантами РНФ 16-12-10448, РФФИ № 18-02-00856-а и Программой президиума РАН № 28.

Литература

1. *Priest, Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика – М: Мир. 1985. – 589 с.
2. *Hassanin, A., Kliem, B.* // *ApJ*, 2016. V. 832. № 2. id.106.
3. *Кадомицев, Б.Б.* // *Вопросы теории плазмы*. 1963. Вып. 2. С. 132.
4. *Hood, A.W., Priest, E.R.* // *Geophys. Astrophys. Fluid Dynamics*. 1981. V. 17. P. 297.
5. *Srivastava, A.K., Zaqarashvili, T.V., Kumar, P., Khodachenko, M.L.* // *ApJ*. 2010. V. 715. P. 292.
6. *Hood, A.W.* // *Solar Phys*. 1986. V. 103. № 2. P. 329.
7. *Bernstein, I.B., Frieman, E.A., Kruskal, M.D., Kulsrud, R.M.* // *Proc. Roy. Soc.* 1958. V. 244A. № 1236. P. 17.
8. *Tsap, Yu.T., Kopylova, Yu.G., Stepanov, A.V., Melnikov, V.F., Shibasaki, K.* // *Solar Phys*. 2008. V. 253. № 1–2. P. 161.
9. *Трубников, Б.А.* Теория плазмы – М.: ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ. 1996. – 464 с.
10. *Cheremnykh, O.K., Fedun, V., Kryshchal, A.N., Verth, G.* // *A&A*. 2017. V. 604. id.A62.
11. *Kliem, B., Torok, T.* // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 96. № 25. id.255002.

ТОЧКИ ПОВОРОТА И ВОЛНОВОЙ ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ АЛЬВЕНОВСКИМИ ВОЗМУЩЕНИЯМИ В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА

Цап Ю.Т.^{1,2}, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.², Ханейчук О.В.³

¹*Крымская астрофизическая обсерватория, п. Научный, Крым, Россия*

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

³*Физико-технический институт КФУ им. В.И. Вернадского, Симферополь, Россия*

TURNING POINTS AND WAVE ENERGY PROPAGATION BY ALFVEN PERTURBATIONS IN THE SOLAR ATMOSPHERE

Tsap Yu.T.^{1,2}, Stepanov A.V.², Kopylova Yu.G.², Haneychuk O.V.³

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

³*Physical Technical Institute of Vernadsky Crimean Federal University, Simferopol, Russia*

Based on the oscillation theorems and ideal MHD the propagation of linear Alfvén waves in the solar stratified atmosphere is considered. It has been shown that the method to determine cutoff frequencies proposed by Musielak et al. [1] should be reconsidered. Both harmonic and non-harmonic perturbations can effectively transfer the MHD energy under solar atmosphere conditions. The dependence of the group velocity on parameters of solar atmosphere and Alfvénic perturbations is discussed

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-397-400

Введение

В настоящее время считается, что за нагрев короны Солнца могут быть ответственны магнитогидродинамические (МГД) волны, генерируемые в фотосфере Солнца конвективными движениями. Между тем особенности их распространения хорошо изучены лишь для наиболее простых моделей атмосфер. В частности, в случае неизотермической атмосферы возможны лишь численные расчеты, интерпретация которых сопряжена с большими трудностями. В связи с этим Мусиелаком и др. [1] была предложена новая методика, основанная на анализе локальных частот отсечки (точки поворота), которые по своей физической сущности аналогичны акустической отсечке, следующей из теории распространения звуковых волн в стратифицированных изотермических средах, разработанной еще в 1908 г. Лэмбом. Однако такой подход, как станет ясно из дальнейшего изложения, не имеет достаточных оснований. Во-первых, это связано с недостаточно корректной трактовкой теоремы Кнезера (см. следующий раздел). Во-вторых, представление о том, что в стратифицированной среде могут возбуждаться только три вида волн: бегущие, стоячие и эванесцентные, является слишком упрощенным и требует обстоятельного анализа. Напомним, что в последних двух случаях перенос энергии не происходит. При этом эванесцентные моды, в отличие от стоячих, не имеют пучностей и узлов. В

действительности, генерируемые моды могут обладать свойствами как колебаний, так бегущих волн. Наиболее ярко данная особенность выражена у линейных альвеновских волн, распространяющихся в изотермической стратифицированной атмосфере, которым мы и уделим основное внимание в этой работе.

Теорема Кнезера и точки поворота

Критерий (теорема) Кнезера, следующий из теоремы Штурма, формулируется следующим образом [2]: если в дифференциальном уравнении

$$\frac{d^2 y}{dx^2} + Q(x)y = 0,$$

коэффициент $Q(x) < 1/x^2$ на промежутке $[x_0, +\infty)$, $x_0 > 0$, то его решение $y(x)$ имеет не более одного нуля (не колеблется). Если $Q(x) > (1 + \varepsilon)/x^2$, где $\varepsilon > 0$, то решение $y(x)$ содержит бесконечно много нулей (решение колеблется).

Несмотря на достаточно четкие формулировки, Мусиелак и др. [1] сочли возможным без какого-либо строгого доказательства предложить теорему, из которой следует возможность существования точек поворота, разделяющих осциллирующие и монотонные решения, если $Q(x) = 1/x^2$ для любых x . При этом, как считается, только осциллирующие решения подобно бегущим волнам способны переносить волновую энергию. Однако они не обратили внимание, что критерий Кнезера должен выполняться для всех положительных значений $x > x_0$. Вследствие этого, как легко доказать от противного, существование точек поворота оказывается невозможным. В частности, можно обратиться к анализу частоты акустической отсечки Лэмба в свете гипотезы Мусиелака и др. [1]. Существенным недостатком такого подхода является также предположение о неэффективности переноса энергии монотонными по пространству возмущениями. На примере альвеновских мод рассмотрим этот вопрос более обстоятельно.

Как известно, волновое уравнение, описывающее распространение альвеновских мод в стратифицированной вдоль оси Z изотермической атмосфере, используя стандартные обозначения, можно представить следующим образом

$$\frac{\partial^2 \delta V}{\partial t^2} = V_A^2(z) \frac{\partial^2 \delta V}{\partial z^2}, \quad (1)$$

где альвеновская скорость

$$V_A = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho(z)}}.$$

Поскольку для стратифицированной атмосферы плотность плазмы $\rho(z) = \rho_0 \exp(-z/H)$, то уравнение (1) сводится к уравнению Бесселя, решение которого можно представить следующим образом

$$\delta V = C_1 H_0^{(1)}(\eta) + C_2 H_0^{(2)}(\eta), \quad \eta = \frac{2\omega H}{V_A},$$

где $H_0^{(1)}$ и $H_0^{(2)}$ – функции Ханкеля первого и второго рода, а C_1 и C_2 – произвольные константы, которые, как показывает анализ, описывают распространение альвеновских мод в противоположных направлениях. Откуда, используя линеаризованное уравнение индукции $\delta \mathbf{B} = \text{rot}[\delta \mathbf{V} \times \mathbf{B}]$ и определяя групповую скорость альвеновских волн как $V_{GA} = F_z/W$, где поток электромагнитной энергии $F_z = -B/8\pi \text{Re}(\delta V^* \delta B)$, и плотность энергии $W = \rho/2 \delta V^2 + B^2/8\pi$, например, при $C_2 = 0$, нетрудно получить следующее выражение

$$\frac{V_{GA}}{V_A} = \frac{4}{\pi \eta} \frac{1}{J_0^2(\eta) + Y_0^2(\eta) + J_1^2(\eta) + Y_1^2(\eta)},$$

график которого представлен на рис. 1. Из рисунка видно, что при $\eta \ll 1$ перенос энергии альвеновскими волнами малоэффективен, тогда как при $\eta \gg 1$ групповая скорость волн стремится к альвеновской скорости V_A .

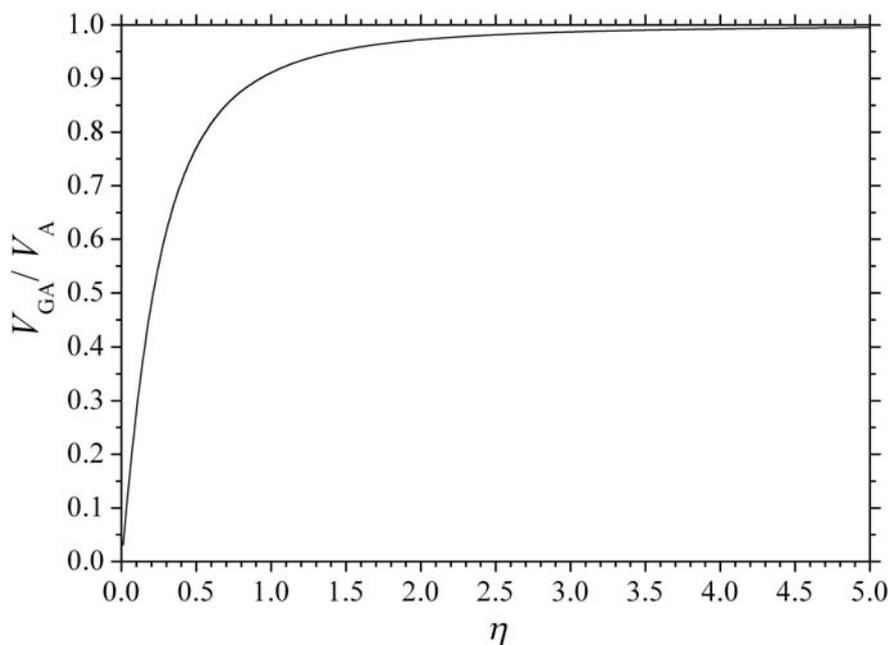


Рис. 1. Зависимость отношения групповой скорости альвеновских возмущений V_{GA} к альвеновской скорости V_A от $\eta = 2\omega H/V_A$.

Между тем, функции Бесселя $J_n(x)$ и Неймана $Y_n(x)$ не имеют нулей, если аргумент $x < 1$. Это предполагает, что решения уравнения (1) не име-

ют осциллирующий характер при $\eta < 1$ ($\eta(z)$ – убывающая функция). Несмотря на это, как видно из рис. 1, перенос волновой энергии может быть все еще достаточно эффективным.

Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе мы провели критический анализ метода, предложенного Мусиелаком и др. [1], для исследования особенностей распространения линейных МГД волн в неоднородной атмосфере. Нами было показано, что предложенный метод не позволяет определить частоту отсечки волн, поскольку критерий Кнезера противоречит самой идее существования точек поворота. Это хорошо согласуется с заключением, сделанным в работе [2], в соответствии с которым осцилляционные теоремы не позволяют сделать вывод об эффективности переноса волновой энергии МГД возмущениями.

Нами было также показано, что осциллирующий по пространству характер возмущений не может служить показателем эффективности переноса электромагнитной энергии альвеновскими волнами. Монотонные возмущения также способны эффективно переносить энергию (см. рис. 1). На наш взгляд, поток электромагнитной энергии скорее определяется фазовыми соотношениями между возмущенными величинами. Более обстоятельно этот вопрос мы надеемся рассмотреть в нашей следующей работе.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 16-12-10448, РФФИ № 18-02-00856-а и Программой президиума РАН № 28.

Литература

1. Musielak, Z.E., Musielak, D.E., Mobashi, H. // Phys. Rev. E. 2006. V. 73. 036612.
2. Пушкарёв Е.А. Дифференциальные уравнения. – М.: МГИУ. 2007. – 254 с.
3. Schmitz, F., Fleck, B. // Astron. Astrophys. 1998. V. 337. P. 487.

SOLAR ACTIVITY AND COSMIC RAY INFLUENCE ON CLIMATE

Chapanov Ya.¹, Gorshkov V.²

¹*National Institute of Geophysics, Geodesy and Geography, BAS, Sofia, Bulgaria*

E-mail: yavor.chapanov@gmail.com

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

E-mail: vigor@gaoran.ru

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА КЛИМАТ

Чапанов Я.¹, Горшков В.²

¹*Национальный Институт Геофизики, Геодезии и Географии БАН, София, Болгария*

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

Циклы солнечной активности влияют на различные климатические параметры – дожди, снежные покровы, речные потоки и другие гидрологические циклы. Эти процессы обусловлены главным образом вариациями полного солнечного облучения (TSI), за которыми следуют изменения погоды и климата. Недавно был обнаружен новый механизм модуляции климата, основанный на изменениях потока космических лучей (CR). Этот механизм объясняет цепные процессы, возникающие при модуляции CR гелиосферой и геомагнитным полем, за которым следует производство озона в тропопаузе и изменение содержания воды. Атмосферная вода является самым мощным парниковым газом, и ее изменения приводят к значительным изменениям температуры. Взаимосвязь между солнечными циклами, с одной стороны, и температурой и изменением осадков в Северо-Восточной Европе, с другой стороны, исследуется с помощью восстановленных TSI и CR за период 1766–2000 гг. Временные ряды анализируются методом частичной аппроксимации Фурье (PFA) и сингулярным спектральным анализом (SSA). Колебания CR, солнечных и климатических индексов имеют некоторые общие долгопериодические циклы. Обсуждается возможность создания долгосрочных моделей прогноза, основанных на циклах солнечной активности.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-401-404

The solar activity affects all geosystems, including climate and weather. The TSI cycles are the main source of climate indices variations. Recently Kili-farska [1] proposed a new mechanism of climate modulation, based on cosmic ray variations. This mechanism is based on chain processes near tropopause by ozone production, temperature variations, followed by vertical winds and water content change. The last step of this chain affects strongly surface temperature, because the atmospheric water is one of the most powerful greenhouse gas. This model provides an explanation for the cascade processes in which CR, whose total energy is relatively small, cause climatic effects with much more energy. The solar activity cycles modulate CR directly by the heliosphere and indirectly by the geomagnetic field changes, whose effect is visible mainly at high latitudes.

To study solar and CR influence on climate, three different latitude areas of North-Eastern Europe are chosen (Fig. 1a). The precipitation and temperature for the period 1767–2000 are determined from data grids ($0.5^\circ \times 0.5^\circ$) [2]. The monthly temperature and precipitation are averaged from their gridded values by the robust Danish Method. The estimated TSI for the last 400 years are based on the NRLTSI2 historical TSI reconstruction model by Lean [3]. Using reconstructed magnetic flux by Solanki et al. [4] as an input to a spherically symmetric quasi-steady state model of the heliosphere, Usoskin [5] calculate the intensity of galactic cosmic rays at the Earth’s orbit since 1610.

The FFT spectra of temperature from different latitude zones have common cycles, while the precipitation spectra are almost coherent for Zone 2 and 3, and significant different for Zone 1. So, the precipitation data from different zones are suitable to determine latitudinal dependence of CR influences on climate variations. The trend of principal components (*pc*) by SSA decomposition of temperature and precipitation series dominate after annual one (Fig. 1b). These components especially for precipitation have strong latitude increasing of trend rise after 1950th. The second after these components low frequency *pc* is also shown in Fig. 1b.

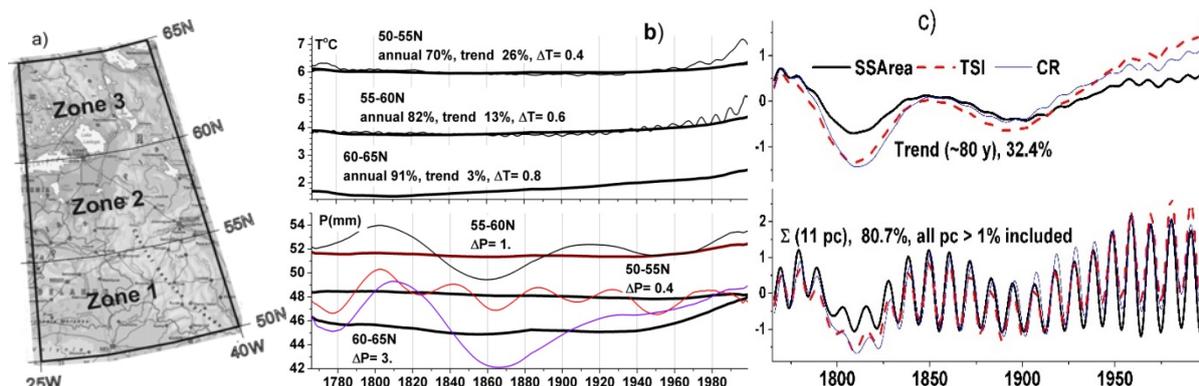


Fig. 1.

The TSI, Sunspot Area and CR (inverted) data are highly correlated in wide spectrum bands. Their influence on climate variation is rather similar that is confirmed by multivariate SSA (MSSA), described in [6]. The 11-year solar cycle dominate in common variations ($\sim 50\%$ of series power) and other trend and long periodic terms put together with main cycle almost 81% (Fig. 1c).

It is obvious common increase in the end of 20 century as solar activity as temperature and precipitation. However, the lack of precipitation and temperature data for 21 century could not assert that the solar activity is the reason of these climatic changes because the last solar circles in 21 century are more weak then previous ones.

The common solar, space and earth cycles are determined by the PFA method described in [7]. The PFA provides Least Squares estimate of the harmonically coefficients with average accuracy around 0.1 mw/m^2 for TSI; 10^{-5}

for CR; 0.3 mm for precipitation and 0.3°C for temperature. The PFA calculated common cycles are shown in Figs. 2–4, where the bold lines represent TSI or CR oscillations and the dashed lines represent the climate oscillations from Zone 3.

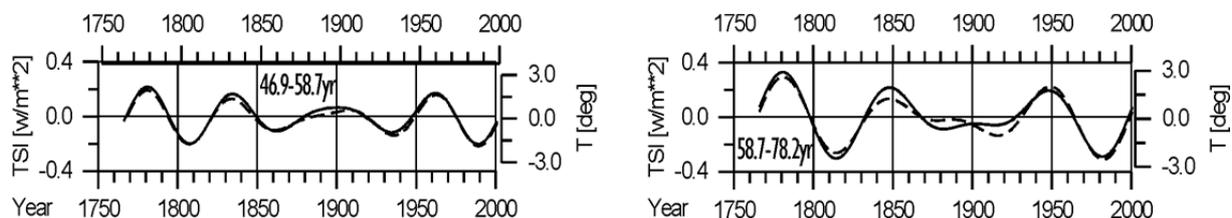


Fig. 2.

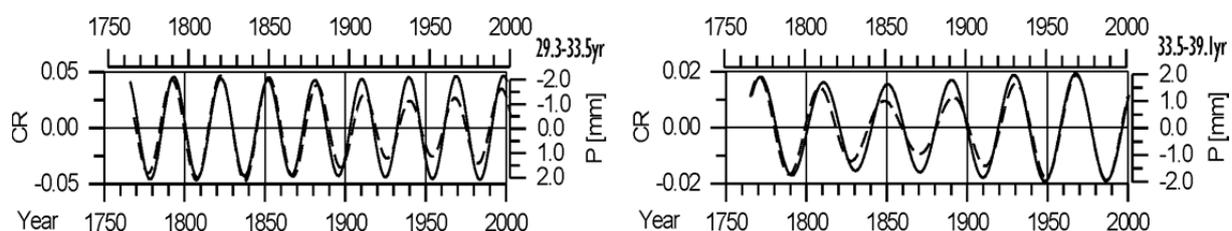


Fig. 3.

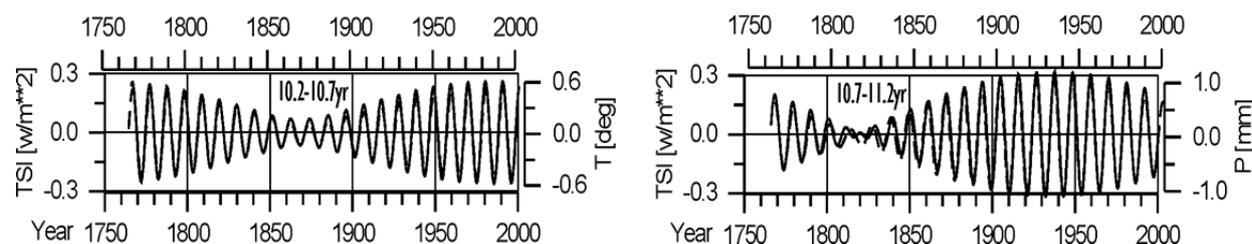


Fig. 4.

The TSI influence on climate is stronger than the CR influence with exception the oscillations with period around 20 year and from period band 35–45 years. The long-term variations of temperature with periodicity above 47 years have excellent agreement with TSI harmonics (Fig. 2). The CR oscillations with periods 29–39 years dominate on precipitation variations (Fig. 3), where the precipitation decreases synchronous with CR cycles in periodicity band 29–33 years and increases in band 33–39 years. An excellent agreement exists between TSI and climate oscillations with periods close to the Schwabe cycle (Fig. 4), where the graph lines cover each other.

The result of common MSSA decomposition of cosmic and climatic series are shown in Fig. 5. The data have to be standardized ($y_i = (x_i - \text{mean})/\sigma$) in the MSSA case for scaling. The most power annual components were excluded from common pc as they are absent in cosmic series. The next power component are the Schwabe cycle as it is in PFA. However, all other pc revealed by PFA besides very long-periodic ones (more than 80 years with 15–25% contribution

in series power) have a small power (less 1% of whole series power) and non-stationary shape.

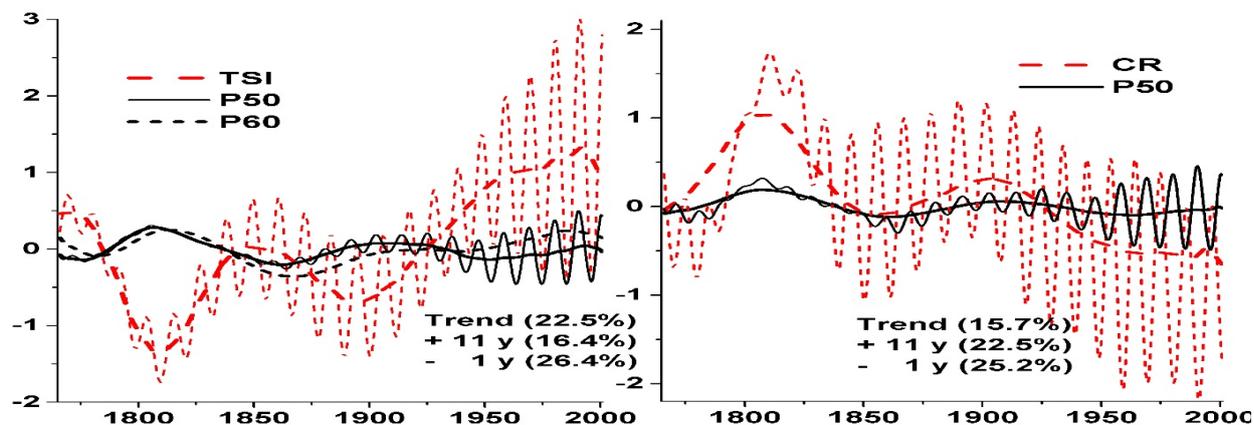


Fig. 5.

In conclusions, the TSI and CR harmonics drive wide spectrum of climate oscillations especially observable in the long periodic and eleven-year solar cycle. The CR influence on climate is stronger on high latitudes, especially on precipitation over 55° – 65° N latitudes and less on temperature. The TSI harmonics provide warming cycles, while CR harmonics provide cooling cycles, whose common effect is often visible as short-time phase reverse.

The decadal and long-periodic solar activity variations play important role in the observed variations of climate indices, mean sea level, glacier thickness and water content. Their study may help better understanding of recent climate changes after addition of climatic data of 21 century. The new model of solar-terrestrial influences, based on solar harmonics, may improve our predictions of danger climate events during this century.

References

1. Kilifarska, N.A., Tassev, Y.K. and Tomova, D.Y. // Sun and Geosphere, 2008, 3, 1, 10-17.
2. Casty, C., Handorf, D. and M. Sempf // Geophysical Research Letters, 2005, 32, 13.
3. Lean, J. // Geophys. Res. Lett., 2016, Vol. 27, No. 16, 2425-2428.
4. Solanki, S. K., Schussler, M., and Fligge, M. // Nature, 2000, 480, 445–446.
5. Usoskin, I.G., K. Alanko-Huotari, G.A. Kovaltsov, K. Mursula // JGR, 2005, 110(A12), A12108.
6. Goliandina N., Korobeynikov, A., Zhigljavsky A., Singular Spectrum Analysis with R, Springer, p. 272, 2018.
7. Chapanov Y., Ron C., Vondrk J. // Acta Geodyn.Geomater., 2017, 14, No. 2 (186), 241-250.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПУЧКОВ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С ТОНКОЙ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРОЙ В ПЛАЗМЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П.

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

THE MODELING OF THE ACCELERATED ELECTRONS WITH THE FINE TEMPORAL STRUCTURE IN THE PLASMA OF FLARING LOOPS

Charikov Yu.E., Shabalin A.N., Ovchinnikova E.P.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

The millisecond time structure of hard X-rays in solar flares is a goal of this paper. For our analysis some power solar flares from BATSE data base were considered. The Wavelet analysis was applied to two series from the energy ranges – 25–50 keV, 50–100 keV. For a flare of 09-07-1996, data analysis found a thin temporal structure with subsecond pulses. The Fokker-Planck approach allowed to numerically trace the evolution of the electron distribution function along the magnetic loop in time. For a number of models – isotropic and anisotropic, it was found that the thin temporal structure of X-ray radiation at the looptop with a plasma density lower than 10^{11} cm^{-3} has no place. In footpoints of the loop a time structure of X-rays reveals ms-structure as a consequence of the time structure of accelerated electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-405-408

Жесткое рентгеновское излучение (в дальнейшем ЖРИ) по своей природе является тормозным излучением ускоренных электронов в плазме. Характеристики ЖРИ – поток, спектр, поляризация, пространственно-временное распределение позволяют восстанавливать характеристики электронов при задании параметров плазмы и магнитного поля в области распространения. В данной работе будем решать задачу определения временной структуры ЖР-излучения и ускоренных электронов начиная с момента их инжекции. В первую очередь нас будет интересовать временная структура ЖРИ солнечных вспышек на миллисекундной временной шкале. Рассмотрение моделей ускорения заряженных частиц (см., например, [2]) дает основание полагать возможным формирование импульсов ускоренных электронов мс- длительности, следующих непрерывно друг за другом. Поскольку экспериментальное определение характеристик электронов во вспышечной области невозможно, будем анализировать пространственно-временную структуру ЖРИ. Тонкая временная структура ЖРИ неоднократно регистрировалась на спутниках SMM [5], CGRO/BATSE [2], Konus-Wind [1]. Анализ ЖРИ в 640 вспышках позволил получить распределение 5340 отдельных импульсов по их длительности [2] и показать, что длительность в диапазоне 0.3–1.0 с наиболее типична.

Тонкая временная структура ЖРИ: наблюдения и анализ

С целью проведения моделирования процесса распространения электронов в плазме петель и их ЖР – излучения, для ряда вспышек из базы данных BATSE было проведено исследование временной структуры ЖРИ на миллисекундном масштабе. В статье обсуждаются результаты анализа данных для мощной вспышки SOL09-07-1996T09:09:01, GOES класс X2.6.

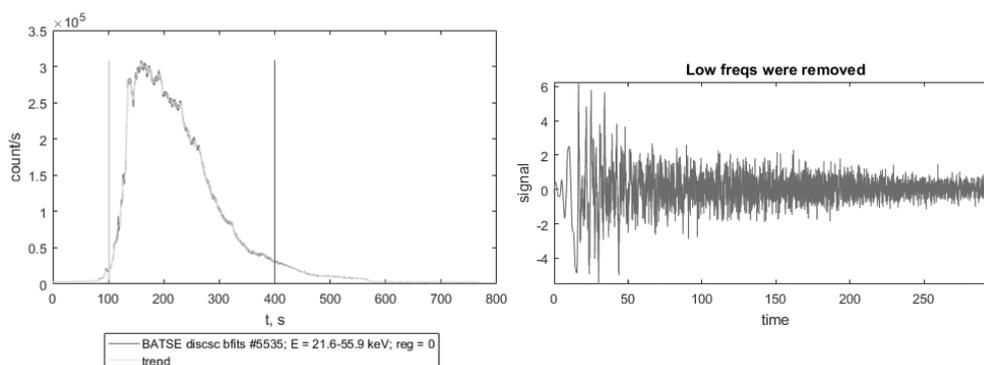


Рис. 1.

На рисунке 1 показан временной ход ЖРИ 22–56 кэВ слева и его высокочастотная составляющая справа, полученная после вычитания низкочастотной огибающей в ЖР – излучении. Производя далее Wavelet-преобразование высокочастотного ряда ЖРИ 22–56 кэВ, мы исследовали наличие структуры на миллисекундном уровне. Для оценки значимости выявленных пиков в Wavelet-спектре рассматривался красный шум, как наиболее отвечающий данным эксперимента. На рисунке 2 показаны результаты анализа: Wavelet-спектр высокочастотного ряда 22–56 кэВ (базисная функция Morlet) и его спектр мощности с указанием уровня красного шума.

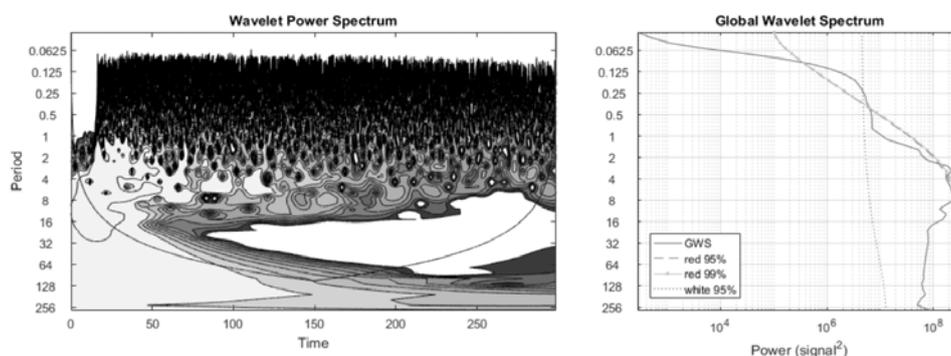


Рис. 2.

Как следует из рисунка 2, в спектре можно выделить структуры длительностью от 0.1 до 0.3 с, мощность которых превышает уровень красного шума с вероятностью 99%. Подобный анализ проводился и для временного ряда в диапазоне больших энергий 56–105 кэВ (рис. 3). Отметим, что

ЖРИ на секундной временной шкале в этих двух каналах различаются как на фазе роста потока, так и фазе спада. Длительность всплеска 56–105 кэВ примерно в 2 раза меньше, чем всплеска 25–56 кэВ. Однако Wavelet-спектр ряда 56–105 кэВ в высокочастотной области практически идентичен спектру ЖРИ меньших энергий – также можно выделить структуры от 0.1 с до 0.3 с.

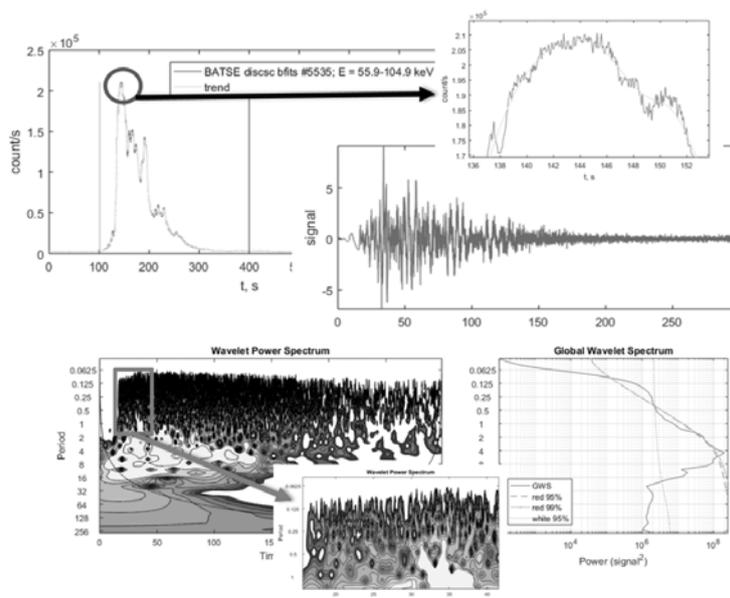


Рис. 3.

Моделирование тонкой временной структуры ЖРИ

Изменения потока ЖРИ во времени определяются концентрацией плазмы, излучающим кванты объемом, изменением магнитного поля вспышечной петли, функцией распределения ускоренных электронов в момент инжекции. Поскольку рассматриваются миллисекундные вариации потока ЖРИ, то изменения первых 3-х параметров на такой шкале маловероятны. Поэтому рассмотрим динамику функции распределения ускоренных электронов при их распространении в плазме вспышечных петель с заданной конфигурацией магнитного поля. Детальная постановка задачи приводится в [3]. Отметим, что численно интегрируется одномерное нестационарное уравнение Фоккера-Планка с заданными начальными и граничными условиями. В качестве начального временного распределения электронов принимается функция, по форме аналогичная временному ряду ЖРИ. Инжекция электронов происходит в вершине магнитной петли. Численное моделирование позволяет получить функцию распределения электронов и распределение яркости ЖРИ в различные моменты времени из локальных областей – вершины и двух оснований. Рассчитанные ряды ЖРИ подвергались обработке, аналогичной наблюдаемым рядам, с целью выявления тонкой временной структуры. На рисунке 4 приведены результаты подобного моделирования для обсуждаемой вспышки SOL09-07-1996T09:09:01.

Концентрация плазмы в вершине варьировалась от 10^{10} до $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, магнитное поле определялось отношением B_{max}/B_0 и варьировалось в пределах от 2 до 7, рассматривались изотропные и анизотропные начальные распределения. Из рисунка 4 для изотропного распределения $S(\alpha) = 1$ следует, что в вершине магнитной петли генерация тонкой структуры ЖРИ при данных параметрах невозможна (что верно при концентрации до $8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, при концентрации $6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ тонкая структура ЖРИ проявляется и в вершине петли). Что касается оснований петель с высокой концентрацией плазмы, то подобная тонкая структура ЖРИ может возникать, причем более вероятно с возрастанием отношения B_{max}/B_0 (см. нижний ряд на рис. 4). Как показывают расчеты, тому же способствует и анизотропия в распределении электронов в момент их инжекции.

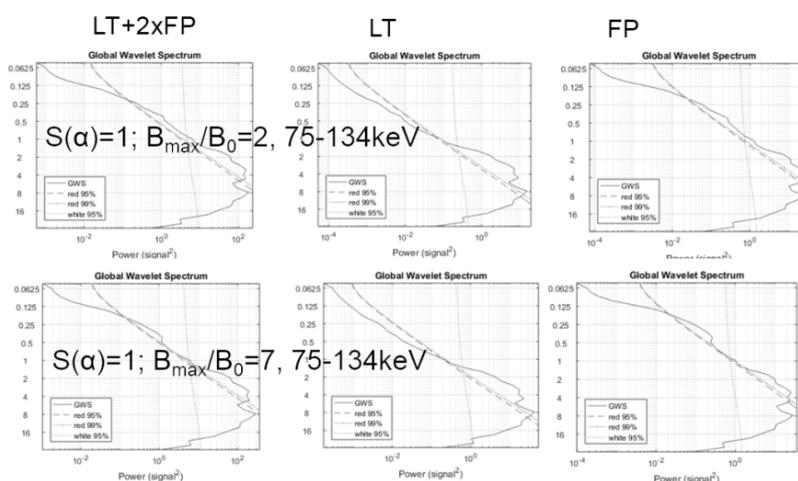


Рис. 4.

Формирование импульсов электронов мс-длительности возможно в модели *impulsive, bursty reconnection* [4]. Суть модели в образовании многочисленных магнитных островов в результате тиринг-неустойчивости. Слияние островов приводит к ускорению электронов, причем время импульса определяется временем слияния, которое может составлять сотни миллисекунд.

Работа поддержана Грантом РФФ N17-12-01378.

Литература

1. *Aptekar R.L. et al.* Konus-W gamma-ray burst experiment for the GGS Wind spacecraft // *Space Science Reviews*. 1995. № 1–4 (71). P. 265–272.
2. *Aschwanden M.J.* Physics of the Solar Corona / M.J. Aschwanden, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004. 908 с.
3. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* Hard X-ray generation in the turbulent plasma of solar flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2016. № 8 (56). P. 1068–1074.
4. *Kliem B.* Coupled magnetohydrodynamic and kinetic development of current sheets in the solar corona / Springer Berlin Heidelberg, 1995. 93–114 с.
5. *Orwig L.E., Frost K.J., Dennis B.R.* The Hard X-Ray Burst Spectrometer on the Solar Maximum Mission // *Solar Physics*. 1980. № 1 (65). P. 25–37.

**МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ
ДЛЯ ВСПЫШЕЧНОЙ АРКАДЫ СОБЫТИЯ 23 СЕНТЯБРЯ 2014 Г.
С УЧЕТОМ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ RHESSI, SDO,
NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH**

**Шабалин А.Н.¹, Овчинникова Е.П.¹, Глобина В.И.²,
Чариков Ю.Е.¹, Кузнецов С.А.²**

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

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

**MODEL OF ACCELERATED ELECTRONS PROPAGATION FOR THE
FLARE OF THE SEPTEMBER 23, 2014 BASED ON THE RHESSI, SDO,
NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH OBSERVATIONAL DATA**

**Shabalin A.N.¹, Ovchinnikova E.P.¹, Globina V.I.²,
Charikov Yu.E.¹, Kuznetsov S.A.²**

¹Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

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

The spectra and spatial distribution of X-ray (RHESSI) and gyro-synchrotron (Nobeyama Radioheliograph) radiation during a solar flare of September 23, 2014 23:11UT, GOES-class M2.5 are analyzed. HMI/SDO LOS magnetograms were used to reconstruct the structure of the complicated magnetic field in the corona, which is an arcade of magnetic loops of various heights. On the basis of numerical modeling of the processes of injection and propagation of accelerated electrons in the plasma of a flare magnetic loop, restriction on the parameters of accelerated electrons such as pitch-angle, energy, time dependences, spatial localization were obtained. For the northern part of the arcade the energy spectrum of the electron beam is represented by a broken power law with indexes $\delta_1 \approx 4.5$, $\delta_2 \approx 2.4$, and the break energy of the spectrum $E_{br} \approx 300$ keV.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-409-412

Восстановление энергетических и угловых распределений ускоренных электронов по данным наблюдений радио, рентгеновского, гамма излучений, и по результатам анализа доплеро- и магнитограмм производится посредством численного моделирования. Наблюдения в рентгеновском диапазоне проводятся с высоким пространственным, спектральным и временным разрешением. Особо следует отметить данные, полученные на спутнике RHESSI [6], позволившие выявить в ряде вспышек локальные источники излучения, расположенные в основаниях магнитных петель, реже – в вершине, а иногда даже высоко в короне. Подобные изображения локальных источников наблюдаются и в микроволновом диапазоне длин волн. Например, в наблюдениях на радиогелиографе Nobeyama [5]. Однако, указанные виды излучения являются вторичными по отношению к процессу ускорения частиц. Они возникают при транспорте ускоренных

электронов в плазме вспышечных петель. В процессе переноса функция распределения ускоренных электронов изменяется – меняются энергетическое и угловое распределения, причем если в момент инжекции предположить независимость этих распределений друг от друга, то затем во времени эти распределения перекрываются [7]. Наиболее полные расчеты кинетики пучка ускоренных электронов проводятся, начиная с пионерских работ [4] по настоящее время [2, 8]. Особо подчеркнем, что решение подобной в строгой постановке (наиболее полный учет процессов рассеяния частиц, геометрии магнитного поля, распределения плотности плазмы и температуры в магнитной петле) кинетической задачи транспорта пучка электронов в плазме магнитной петли для вспышечной аркады к настоящему времени ни в одной работе не рассматривалось. В настоящей работе предполагается на основе данных наблюдений для вспышки 23.09.2014, используя метод численного интегрирования нестационарного кинетического релятивистского уравнения, а также метод Монте-Карло для отраженного от фотосферы рентгеновского излучения, впервые получить ограничения на параметры ускоренных электронов для всей аркады выбранного события.

Результаты моделирования

На первом этапе работы были получены ограничения на параметры источника ускоренных электронов для петель северной части аркады. Для этого проведена экстраполяция магнитного поля в короне Солнца по данным магнитограмм вдоль луча зрения HMI/SDO в пакете GX_Simulator [9]. Для согласования спектра и пространственного положения жесткого рентгеновского и радио излучения рассчитаны модели распространения ускоренных электронов в выделенных магнитных структурах. По полученным распределениям ускоренных электронов вдоль магнитных структур рассчитаны потоки жесткого рентгеновского [1] и радио излучений [3]. Были проанализированы различные модели по типу питч-углового, энергетического, пространственного распределений ускоренных электронов в источнике. В северной части аркады выделены две магнитные структуры (рисунок 2, справа), основания которых ассоциированы с северным источником ЖРИ в момент главного пика (петля № 2) и южным во все моменты времени кроме главного пика (петля № 1). Распределение магнитного поля в большинстве петель аркады сильно асимметричное с большим отношением величины индукции поля в северных основаниях к минимальным значениям в короне B_{\max}/B_{\min} .

Характеристики модели источника ускоренных электронов, удовлетворяющие наблюдениям, следующие: питч-угловое распределение асимметричное с углом раствора ~ 100 градусов в направлении южного основания для петли № 1 и северного основания для петли № 2. Энергетическое распределение двухстепенное с точкой излома в области 300 кэВ и $\delta_1 \approx 4.5$,

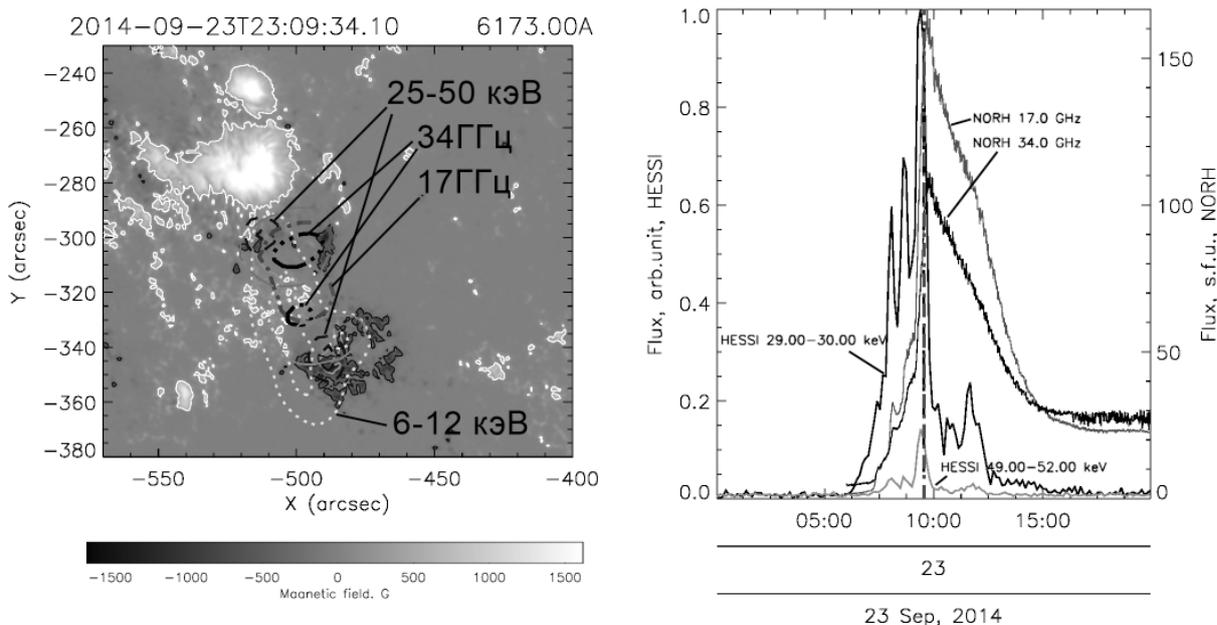


Рис. 1. Слева: Магнитограмма HMI/SDO (контуры на уровне 275 Гс). Поверх магнитограммы нанесены контурные линии жесткого рентгеновского (6–12, 25–50 кэВ, RHESSI) и радио излучения (17, 34 ГГц, NORH). Момент времени соответствует главному пику рентгеновского излучения. Справа: скорости счета 29–30 кэВ, 49–52 кэВ, и потока на частотах 17 ГГц, 34 ГГц.

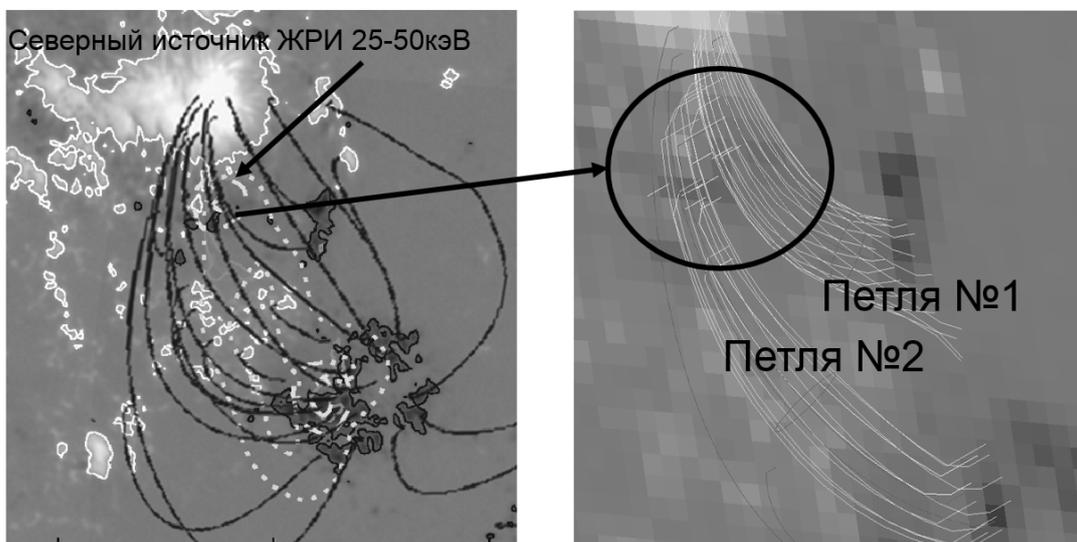


Рис. 2. Слева: магнитограмма и контуры ЖРИ как на рисунке 1. Поверх нанесены линии экстраполированного магнитного поля (методом LFFF). Справа: условно выбранные магнитные петли. Кружком обозначена область расположения северного источника ЖРИ 25–50 кэВ, которая может быть ассоциирована с вершиной петли № 1, либо основанием петли № 2.

$\delta_2 \approx 2.4$. В результате инъекции электронов с данными характеристиками в области вершин петель № 1,2, сформировавшиеся распределения электронов в локальных областях позволяют объяснить спектр излучения в обла-

сти энергий 30–100 кэВ и на частотах 9, 17, 34 ГГц, а также локализацию источников 25–50 кэВ, 17, 34 ГГц. Была рассмотрена также альтернативная модель для северного источника ЖРИ – его локализация может быть результатом развития сильной турбулентности в области инжекции – в вершине петли № 1. В качестве турбулентной моды была рассмотрена ионно-звуковая стационарная турбулентность. Данная модель (с плотностью энергии турбулентности к кинетической энергии плазмы на уровне 5%) может объяснить спектр и локализацию ЖРИ источника, однако, при этом приходится предполагать более «жесткие» значения показателей спектров электронов, в результате чего не удается объяснить яркости на частотах 9 и 17 ГГц. В результате была выбрана более «простая» модель с источником в петле №2.

Работа поддержана Грантом РФФИ мол_а № 18-32-00405.

Литература

1. *Bai T., Ramaty R.* Backscatter, anisotropy, and polarization of solar hard X-rays // *The Astrophysical Journal*. 1978. (219). P. 705–726.
2. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* Influence of magnetic turbulence on the propagation of accelerated electrons and hard X-ray brightness distribution in solar flares // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2015. № 8 (55). P. 1104–1111.
3. *Fleishman G.D., Kuznetsov A.A.* Fast Gyrosynchrotron Codes // *The Astrophysical Journal*. 2010. (721). P. 1127–1141.
4. *Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V.* Numerical solution of the time-dependent kinetic equation for electrons in magnetized plasma // *The Astrophysical Journal*. 1990. (354). P. 726–734.
5. *Huang G., Nakajima H.* Statistical analysis of flaring loops observed by nobeyama radioheliograph. I. Comparison of looptop and footpoints // *The Astrophysical Journal*. 2009. № 1 (696). P. 136–142.
6. *Lin R.P. et al.* The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) // *Solar Physics*. 2002. № 1/2 (210). P. 3–32.
7. *Melnikov V.F., Charikov Y.E., Kudryavtsev I.V.* Spatial brightness distribution of hard X-Ray emission along flare loops // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2013. № 7 (53). P. 863–866.
8. *Melnikov V.F., Charikov Y.E., Kudryavtsev I.V.* Directivity and polarization dynamics of hard X-ray and gamma-ray emission of a flare loop // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2015. № 7 (55). P. 983–990.
9. *Nita G.M. et al.* Three-dimensional radio and X-ray modeling and data analysis software: Revealing flare complexity // *The Astrophysical Journal*. 2015. № 2 (799). P. 236.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ БИОМАРКЕРОВ ЧЕЛОВЕКА К ПРОХОЖДЕНИЮ СОЛНЦА ЧЕРЕЗ НЕБЕСНЫЙ МЕРИДИАН В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ АРКТИКИ

Шаповалов С.Н., Соколов В.Т., Бакаленко Б.И.

Арктический и антарктический НИИ, Санкт-Петербург, Россия

STUDY OF THE SENSITIVITY OF HUMAN BIOMARKERS TO THE PASSAGE OF THE SUN THROUGH THE CELESTIAL MERIDIAN IN HIGH LATITUDES OF THE ARCTIC

Shapovalov S.N., Sokolov V.T., Bakalenko B.I.

Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia

The results of observations of the sensitivity of biomarkers of a healthy person to the passage of the Sun through the celestial meridian, obtained at the NIS "LB "Cape Baranova" (arch. Severnaya Zemlya) over the period 20.01.2017 – 18.04.2017. In the data analysis were used the standard deviations of intraocular and arterial pressure and arterial pulse. The sensitivity of biomarkers to the culmination of the Sun is established.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-413-416

Введение

В связи с экономическим развитием Арктической зоны РФ существуют задачи по обеспечению жизнедеятельности человека в экстремальных условиях высоких широт. К числу задач относятся исследования адаптации человека к изменениям окружающей среды и космической погоды, в т.ч. сезонам незаходящего и невосходящего Солнца. Биологический смысл адаптационных процессов состоит в мобилизации функциональных резервов организма, необходимых для поддержания гомеостаза. Апробация исследований по данному направлению проводилась ранее на показателях *in vitro* [1, 2].

К числу потенциальных биомаркеров человека, способных реагировать на изменения внешних факторов относится мелатонин, гормон эпифиза, участвующий в деятельности основных систем организма. Результаты исследований в работе [3] показали, что мелатонин активно участвует в регуляции внутриглазного давления (офтальмотонуса – intraocular pressure, IOP). Учитывая данные выводы, а также известную зависимость концентрации мелатонина от продолжительности светового дня [4], наблюдения IOP были введены в Программу медико-геофизических исследований в 2017 г. на НИС «ЛБ «Мыс Баранова» (арх. Северная Земля). Наблюдения IOP сопровождались измерениями систолического и диастолического давления (Ps, Pd), а также артериального пульса (PS) у сотрудника НИС в возрасте 35 лет без вредных привычек.

Методы

В наблюдениях IOP использовался тонометр ИГД-02, позволяющий проводить измерения офтальмотонуса без контакта с роговицей глаза. Наблюдения Ps, Pd, и Pulse (PS) выполнялись с помощью тонометра A&D Medical UA.

Результаты

Наблюдения проводились с 20.01.2017г. по 18.04.2017г. в интервале времени с 13 ч 00 м до 13 ч 45 мин (UTC+8). В выбранном времени изучалась чувствительность (реакция) биомаркеров к прохождению Солнца через небесный меридиан (истинный полдень). Средние значения биомаркеров составили: IOP~14 мм. рт. ст., Ps~125 мм. рт. ст., Pd~78 мм. рт. ст., PS~75 уд./мин. Для выбора оценки показателя устойчивости системы к внешнему воздействию значения параметров переводились в стандартные отклонения (SD). В результате преобразования данных (~680 значений) и применения фильтра T4253H получены ряды параметров в полуденном интервале (рис. 1).

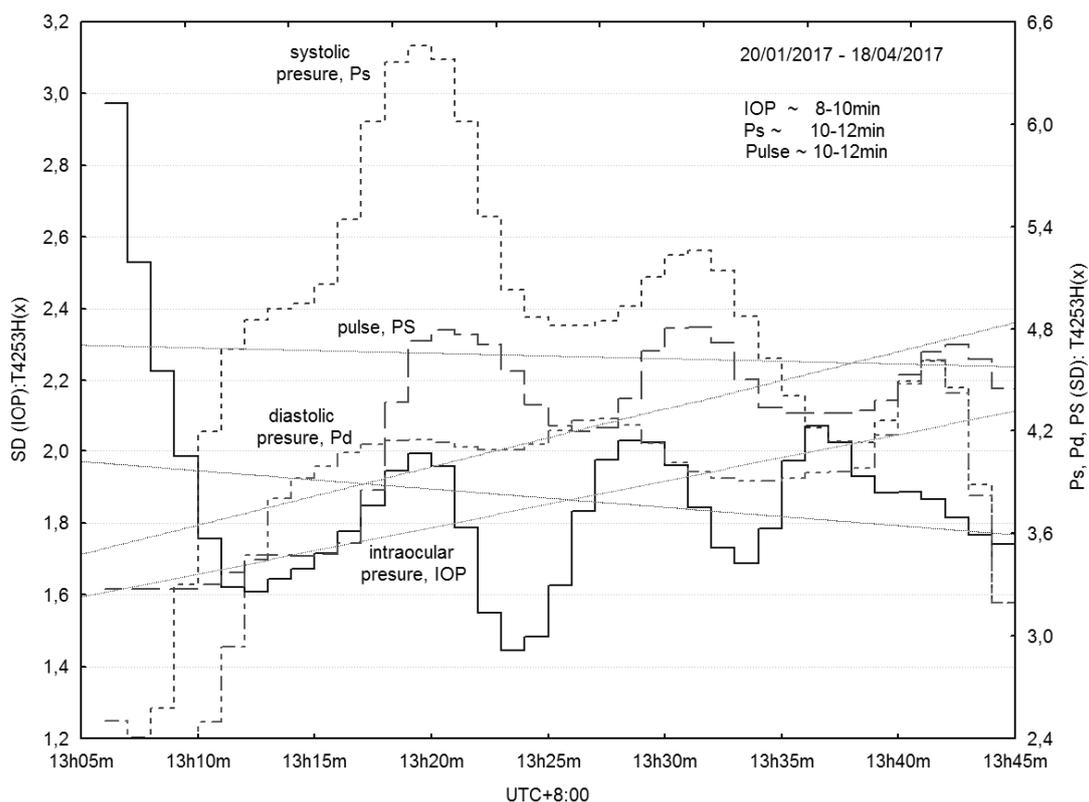


Рис. 1. Временные распределения параметров биомаркеров по ежедневным наблюдениям в интервале с 13 ч 00 м до 13 ч 45 мин (UTC+8) за период с 20.01.2017 г. по 18.04.2017 г. (арх. Северная Земля).

Как видно на рисунке, ряды имеют вариативный характер. Вариации артериальных биомаркеров составляют ~10–12мин, а офтальмотонуса

~ 8–10 мин. Значение SD (Ps) значительно превышает SD других параметров. На рисунке также видно, что ряды имеют линейные тренды, которые могут быть обусловлены динамикой в секторе истинного полудня, или циркадным ритмом. На рис. 2 представлены сравнения IOP, Ps и Pulse (PS) после исключения трендов. Как видно на графиках, реакция Ps и Pulse на кульминацию Солнца оказалась выраженной в виде эффекта, который характеризуется соответствием максимума амплитуды вариации моменту кульминации. После прохождения кульминации амплитуды затухают, что может означать «стабилизацию» артериальной системы.

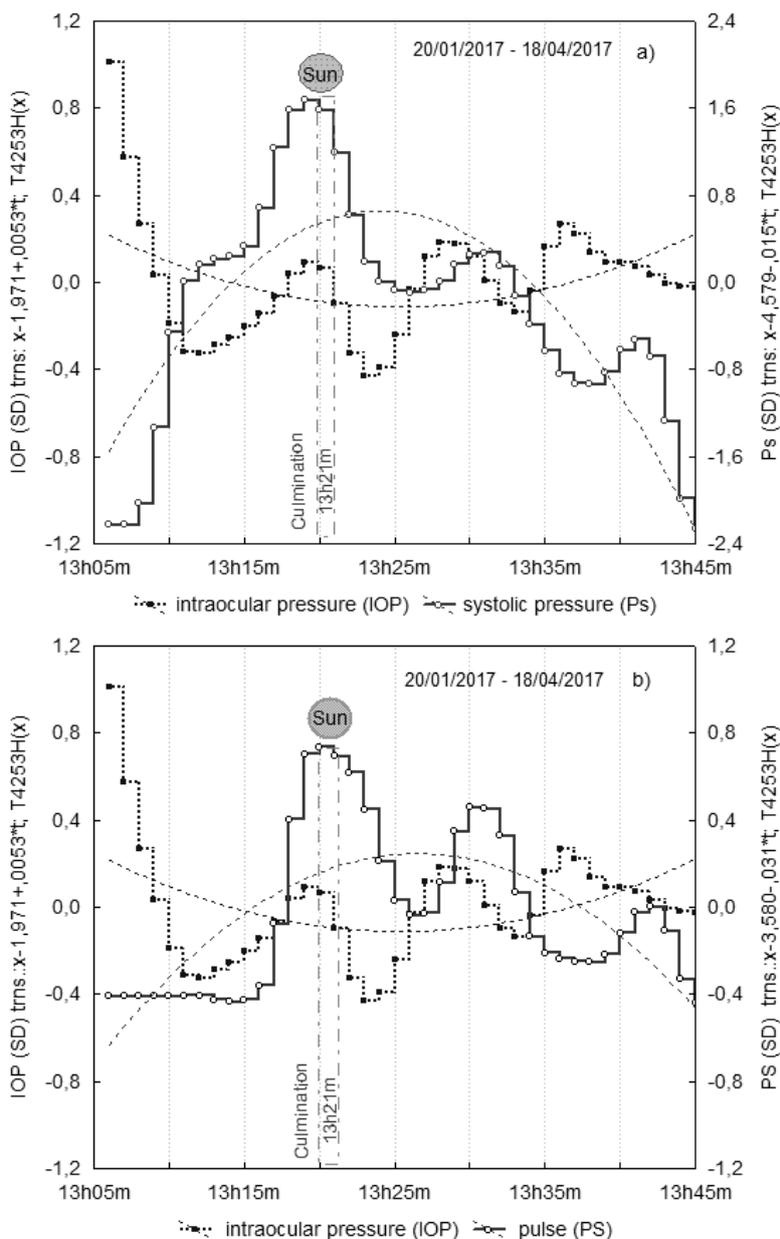


Рис. 2. Временные распределения параметров: а) офальмотонуса (IOP) и систолического (верхнего) артериального давления (Ps), б) офальмотонуса (IOP) и артериального пульса (PS) по ежедневным наблюдениям в интервале с 13 ч 00 м до 13 ч 45 мин (UTC+8) за период с 20.01.2017 г. по 18.04.2017 г. (арх. Северная Земля).

Реакция параметров ИОР на кульминацию Солнца выражена менее значительно, чем в Ps и Pulse. Для момента кульминации амплитуда ИОР находится на уровне $SD = 0$. Полиномиальное изменение ИОР противоположно динамике артериальных параметров, что свидетельствует о неоднозначном отклике основных систем организма на воздействие космофизических факторов.

Заключение

Реакция биомаркеров на истинный (астрономический) полдень представляет «астрономический репер» (рис. 2), исходную хронометрическую точку циркадного ритма, который, как известно, контролируется ядром передней области гипоталамуса (супрахиазматическое ядро, СХЯ). В этой связи, вне зависимости от географической широты и сезонов полярной ночи и полярного дня циркадный ритм должен быть подвержен воздействию прохождения Солнца через небесный меридиан. Учитывая, что время кульминации Солнца изменяется в течение года по *уравнению времени*, циркадный ритм может обладать свойством «полуденного гестерезиса».

Исследования совокупного влияния космогеофизических факторов на биомаркеры, изменение структуры клеток и тканей (альтерация), а также на процессы адаптации здорового организма человека в высоких широтах Арктики является задачей научной кооперации в 25-ом цикле солнечной активности.

Авторы выражают глубокую благодарность А.Ю. Ипатову, В.П. Ковалеву, И.В. Москвину за содействие в организации наблюдений на НИС «ЛБ «Мыс Баранова» в 2017 г., а также Г.В. Юдину, А.С. Калишину и О.А. Трошичеву за поддержку факультативных наблюдений в 2018 г.

Благодарность и светлая память врачу НИС А.А. Коробченко†, принимавшему активное участие в наблюдениях.

Литература

1. *Shapovalov S.N.* Reasons for Space Gerontology: The Impact of the Motion of the Earth and Moon on the Human Environmental // *Advances in Gerontology*, 2016, V. 6, № 3, p. 167-179.
2. *Shapovalov S.N.* The Gravitational Field of the Earth: Geophysical Factor of Gerontology (Vorobeichikov Effect) // *Advances in Gerontology*, 2016, V.6, № 3, p.180-184.
3. *Анусимов В.Н.* Мелатонин и его место в современной медицине // *Росс. мед. журн.*, 2006, Т. 14, № 4, С. 269-273.
4. *Dkhissi O., Chanut E., Versaux-Botteri C., et al.* Day and Night Dysfunction in Intraretinal Melatonin and Related Indoleamines Metabolism, Correlated with the Development of Glaucoma-Like Disorder in an Avian Model // *Journal of Neuroendocrinology*, Vol. 10, Number 11, November 1998, pp. 863-869.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ РАДИАЦИИ NUV 297–330 NM В 24-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ (АНТАРКТИДА)

Шаповалов С.Н., Трошичев О.А.

Арктический и антарктический НИИ, Санкт-Петербург, Россия

SPECTRAL OBSERVATIONS OF SOLAR RADIATION IN THE RANGE NUV 297–330 NM IN 24-TH SOLAR ACTIVITY CYCLE (ANTARCTICA)

Shapovalov S.N., Troshichev O.A.

Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia

The main results of spectral observations of solar radiation in the range NUV 297–330 nm obtained at Novolazarevskaya station (Antarctica) in the 24-th cycle of solar activity (2008–2017) are presented. In the analysis of the data the inverse dependence of the course of the average season (September-February) values of standard deviations (SD) of radiation on the values of total solar radiation (TSI) is established. In the analysis periodogram revealed the time range of the radiation with harmonics 3–10 min, 20–30 min, ~50–60 min, 160–170 min. The resulting estimate of when the left bound of the range (NUV 297–305 nm) with the level of the mesopause ($r \sim 0.75$).

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-417-420

Введение

В проблеме глобального изменения климата важную роль занимают исследования вариаций общей (TSI) и спектральной солнечной радиации (SSI) в 11-летнем цикле солнечной активности (СА). Спутниковые наблюдения различных параметров атмосферы не дают однозначного ответа на вопрос о температурном тренде климата. Что касается общего содержания воды в атмосфере, как основного показателя в радиационном балансе, то оно достаточно устойчиво к изменениям СА.

Результаты вейвлет анализа SSI за период глубокого минимума 23–24-го цикла СА показали [1], что зависимость различных участков спектра от образования и развития комплексов активности (КА) имеет разную величину. Строгая зависимость отмечается в диапазоне FUV 115–180 nm, менее выраженная на участках UV 180–309 nm, Vis 380–739 nm и NIR 740–1500 nm, и совсем слабая в диапазоне NUV 310–380 nm, на который приходится более 70% приходящего к земной поверхности УФ-излучения. Это означает, что временные характеристики фотохимических процессов в нижней атмосфере и биосфере, являются независимыми от ряда факторов СА.

Результаты

В спектральных наблюдениях диапазона NUV 297–330 nm, проводившихся с 2008 г. по 2017 г. на ст. Новолазаревская (Антарктида) с помощью спектрометра AvaSpec-2048 (www.avantes.com) установлена обратная зависимость среднесезонных значений (стандартные отклонения) излучения от значений общей солнечной радиации (TSI), полученных по данным The Solar Radiation and Climate Experiment (SORCE). Установленная зависимость представлена на рис. 1. Так как основной вклад в TSI вносит фотосфера и линии SSI, формирующиеся в хромосфере и солнечной короне, то согласно рис. 1 противоположная TSI динамика NUV 297–330 nm свидетельствуют о процессах в фотосфере, противоположных ходу факторов СА.

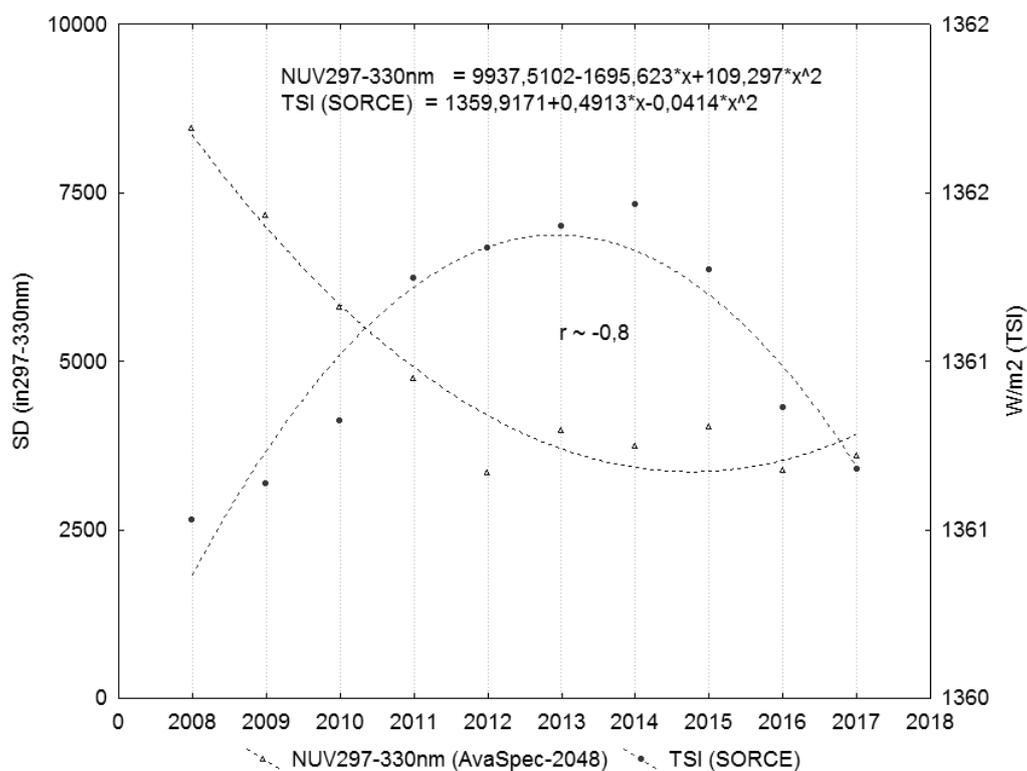


Рис. 1. Сравнение среднесезонных (сентябрь–февраль) значений излучения NUV 297–330 nm по данным AvaSpec-2048 (ст. Новолазаревская) и общей солнечной радиации (TSI) по данным <http://lasp.colorado.edu/sorce> в 24-м цикле солнечной активности

По данным наблюдений в сезоны незаходящего Солнца, когда спектральные измерения выполняются круглосуточно в автоматическом режиме, во временном диапазоне излучения NUV 297–330 nm выявлена группа гармоник ~ 3 –10 мин, ~ 20 –30 мин, ~ 50 –60 мин, ~ 160 –170 мин, характеризующаяся устойчивостью амплитуд (в ед/ спектральной плотности) на разных стадиях СА [2]. В периодограммах всего цикла наблюдений (более 1500) выделяется доминирующая по амплитуде гармоника 3–10 мин, что согласно спутниковым наблюдениям КОРОНАС-Ф тождественно макси-

муму частотного спектра солнечных осцилляций («пятиминутные колебания» Солнца). На рис. 2 представлено сравнение частотного спектра «пятиминутных» колебаний Солнца на линии 350 nm (КОРОНАС-Ф) с амплитудным спектром флуктуаций NUV 297–330 nm (AvaSpec-2048). На рисунке видно, что в амплитудном спектре интервал абсциссы 3–7 мин соответствует интервалу максимума частотного спектра солнечных осцилляций (2.7 mHz – 3.5 mHz) для линии 350 nm, которой характерна максимальная амплитуда солнечных осцилляций в SSI [3].

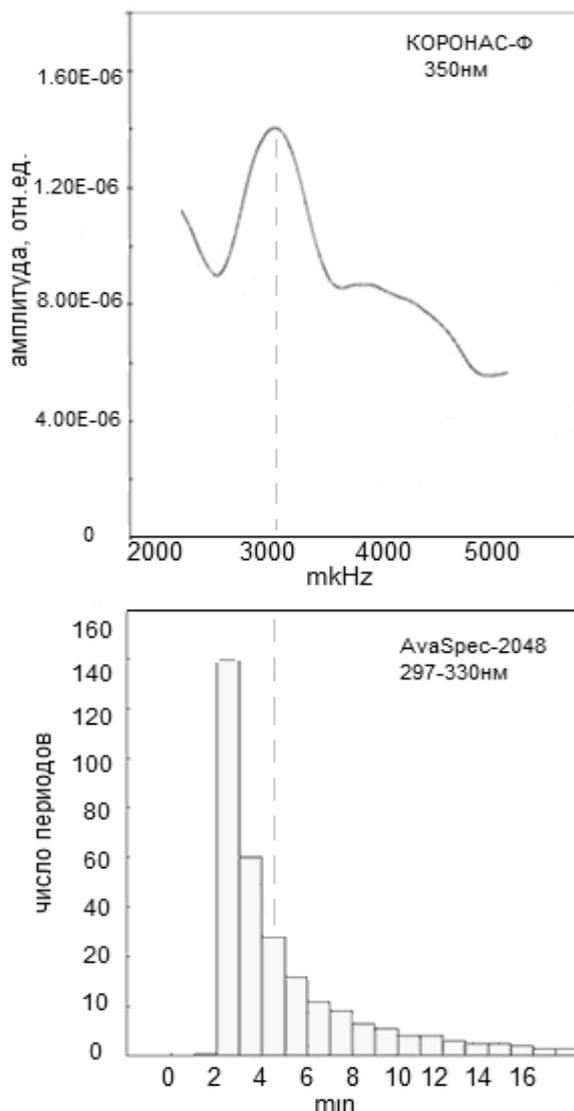


Рис. 2. Частотный спектр «пятиминутных» колебаний Солнца (2.7 mHz – 3.5 mHz) по данным <http://coronas.izmiran.ru/F/DIFOS/results> (вверху) и амплитудный спектр флуктуаций NUV 297–330 nm (внизу) по данным AvaSpec-2048 (ст. Новолазаревская)

Заключение

Важной особенностью излучения NUV 297–330 nm является связь левой границы диапазона с параметрами верхней мезосферы. Данная связь установлена при аппроксимации флуктуаций энергии узкого диапазона

UV 297–305 nm с уровнем мезопаузы, Z_{mes} (рис. 3). Учитывая, что временные изменения Z_{mes} тождественны изменениям концентрации содержания водяного пара, озона и других молекул в верхней мезосфере, представленная на рис. 3 аппроксимация демонстрирует зависимость параметров мезосферы не только от факторов СА, но также от процессов солнечной деятельности, обуславливающих динамику излучения NUV 297–330 nm в 11-летнем летнем цикле СА.

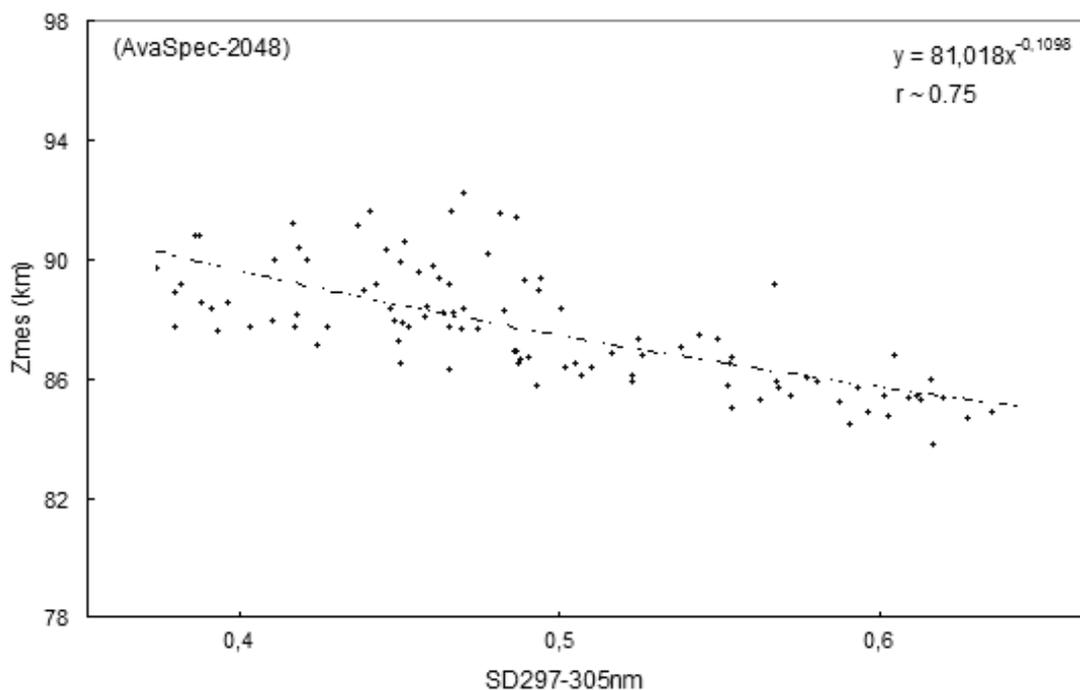


Рис. 3. Корреляция среднесуточных значений SD энергии NUV 297–305 nm по данным AvaSpec-2048 (ст. Новолазаревская) с уровнем мезопаузы (Z_{mes}) по данным The Aeronomy of Ice in the Mesosphere (AIM).

Авторы выражают глубокую благодарность И.В. Москвину, В.И. Поважному, Б.И. Бакаленко, И.В. Иванову и С.П. Ладутько за активное участие в спектральных наблюдениях на ст. Новолазаревская.

Литература

1. *Benevolenskaya E.E., S.N. Shapovalov, I.G. Kostuchenko.* Solar spectral irradiance and total solar irradiance at a solar minimum // *Geomagnetism and Aeronomy*. December 2014, Volume 54, Issue 7, p. 926-932.
2. *Shapovalov S.N., Troshichev O.A.* Study of Pulsed Signals in UV Spectra Lines of Free Atmosphere above the Antarctic Station Novolazarevskaya: Effect of the Solar Irradiance? First VarSITI General Symposium June 6–10, 2016, Albena, Bulgaria.
3. *Лебедев Н.И., Кузнецов В.Д., Ораевский В.Н., Штауде Й., Костык Р.И.* Гелиосейсмологический эксперимент ДИФОС на спутнике КОРОНАС-Ф // *Астрономический журнал*. 2004. Т. 81. № 10. С. 956-960.

РОЛЬ ХРОМОСФЕРНЫХ И КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ В РАЗВИТИИ LDE-ВСПЫШЕК В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ 11302 NOAA НА СОЛНЦЕ

Шаховская А.Н.¹, Григорьева И.Ю.², Исаева Е.А.³

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

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

³*Радиоастрономическая обсерватория УРАН-4, Одесса, Украина*

THE ROLE OF CHROMOSPHERIC AND CORONAL EJECTIONS IN THE DEVELOPMENT OF LDE-FLARES IN THE ACTIVE REGION NOAA 11302 IN THE SUN

Shakhovskaya A.N.¹, Grigoryeva I.Yu.², Isayeva E.A.³

¹*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchnyy, Republic of Crimea, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

³*Radio Astronomy Observatory URAN-4, Odessa, Ukraine*

The events of September 22 and 24, 2011 occurred in the active region (AR) NOAA 11302 are investigated. The H α observations of the CrAO, the RSTN radio observations, and the results of the EUV-line space observations are used. In this AR there were two the LDE-flares, we also studied in detail the events preceding and following this are. It is received, that in the AR there was a complex magnetic configuration as a result of emergence of new bipolar sunspots near the tail spots. As a result of comparing these two flares, we concluded that both of them were associated with powerful Coronal Mass Ejection (CME), but at different levels, namely, in the chromosphere and in the lower corona. The eruptive mechanisms of CMEs differed significantly. Repeated eruptions of prominences before the CME took place on September 22, but and recurrent EUV-jets preceded the CME on September 24. In both cases CME cannibalism may have occurred. The powerful CMEs are formed as a result of eruptive processes. After them settling matter contributes to developing of the LDE-flares in low loops.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-421-424

Мощные вспышки на Солнце отличаются разнообразием, тем не менее, можно выделить два существенно различающихся класса. Это компактные или импульсные вспышки и the *Long Duration Event* (LDE)-события [1]. Наиболее важный критерий различия между ними – это продолжительность вспышки в мягком рентгене. Схематически мощные нестационарные процессы на Солнце можно представить так: развитие неустойчивости МГД-конфигурации приводит к выбросу вещества, раскрывающего часть замкнутых магнитных силовых линий. Последующая релаксация вызывает пересоединение магнитных силовых линий с возникновением токового слоя в короне. В некоторый момент начавшееся длительное явление приводит к импульсному выделению энергии и последующему формированию корональных петель, заполненных горячей плазмой. Их

мягкое рентгеновское излучение, в одних случаях длится 10–20 минут, а в других – медленно затухает в течение многих часов. В коротких рентгеновских вспышках происходит свободное высвечивание горячей плазмы. Такие вспышки часто называют компактными. Длительные вспышки (LDE-вспышки) характеризуются формированием крупномасштабной постэруптивной аркады. В данной работе исследуются события, предшествующие и последующие за LDE-вспышками 22.09.2011 и 24.09.2011 в фотосфере, хромосфере и короне.

В настоящей работе мы используем следующие данные: фильтрограммы, полученные на телескопе КГ-1 (КрАО); внеатмосферные изображения полного диска Солнца SDO_AIA/HMI, STEREO-B; измерения интегрального потока излучения в мягком рентгене со спутника GOES-15, данные радионаблюдений сети RSNT и наблюдения коронографа LASCO-SOHO. На сентябрь 2011 года пришелся первый максимум 24 цикла. Самая большая по площади и с самой высокой вспышечной активностью была группа NOAA 11302. Максимальный размер ее составлял 1300 миллионов долей солнечного диска. Она наблюдалась на диске с 22.09.2011 по 04.10.2011, за это время в ней произошли две рентгеновские вспышки балла X, 14 – балла M, и 34 вспышки балла C. Из большого числа достаточно мощных вспышек в этот период только две из них можно считать LDE-вспышками. Одна из них произошла 22.09.2011 в 10:29 UT, когда АО была на восточном лимбе, а другая 24.09.2011 в 12:30 UT.

По вспышке 22.09.2011 из-за ее местоположения сравнительно мало данных. Однако благодаря спутнику STEREO-B, наблюдающему под другим углом, мы имеем изображение всей АО в линии 195 Å. Согласно этим данным на востоке и юго-востоке этой АО располагались высокие корональные петли, а в центре был петельный жгут из волокон различной яркости, поверх которого лежали более низкие корональные петли. За несколько часов до LDE-вспышки наблюдались две эрупции волокон из северной части жгута (первая ~ 6 UT, вторая ~ 9 UT). По данным SDO в EUV-линиях в это же время наблюдались эрупции протуберанцев на лимбе. Этим событиям по наблюдениям GOES-15 соответствовали вспышки в мягком рентгене низких баллов, а по данным коронографа LASCO/C2 – очень медленные корональные выбросы массы (КВМ). Впоследствии мощный и быстрый КВМ, связанный уже с LDE-вспышкой, визуально совпал с КВМ от предыдущих эрупций волокон, а вспышечная лента находилась в области петельного жгута (рис. 1).

Координаты АО в момент второй LDE-вспышки 24 сентября 2011 года были N12E56. Пятна АО в этот день можно условно разделить на 3 подгруппы: лидирующие, центральные и хвостовые, причем в каждой из этих подгрупп соседствуют пятна разных полярностей. Особенно близко расположены пятна разной полярности в подгруппе хвостовых пятен, в этом месте происходит «гашение магнитного потока» [2]. Корональные силовые

линии, рассчитанные в потенциальном приближении по программе PFSS, восточнее хвостовых пятен уходят за восточный лимб, а на юго-востоке образуют открытую конфигурацию. В АО над хвостовыми пятнами, где наиболее близко расположены пятна разной полярности и происходит гашение магнитного потока, многократно извергаются EUV-джеты, как до LDE-вспышки, так и после. Эти джеты лучше всего наблюдаемые в линии 304\AA (SDO_AIA) направлены вдоль силовых линий и корональных петель на восток и на юго-восток. В радиодиапазоне они сопровождаются всплесками III типа. $\text{H}\alpha$ -сёрджи, соответствующие этим джетам до LDE-вспышки, выражены очень слабо, однако уже после нее, в 15:40 UT виден яркий $\text{H}\alpha$ -сёрдж или микровспышка. Над центральными пятнами по наблюдениям в $\text{H}\alpha$ и EUV-линиях наблюдается жгут из скрученных петель различной яркости, именно в этом жгуте происходили неоднократные $\text{H}\alpha$ -вспышки, видимые и в линии 1600\AA (SDO_AIA).

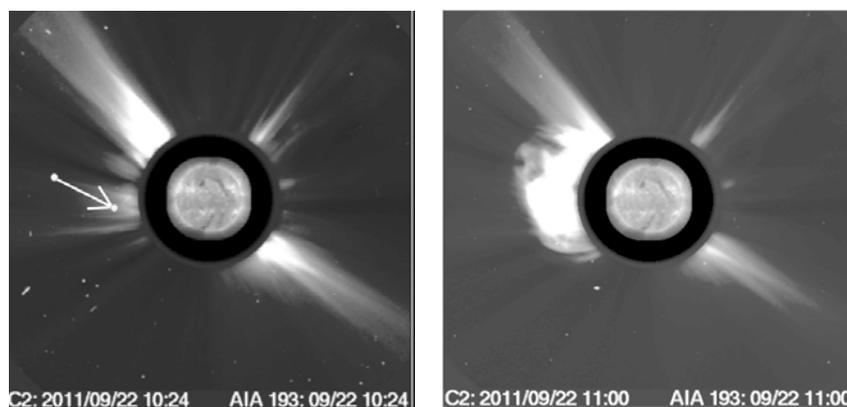


Рис. 1. Слева КВМ, наблюдаемый на SOHO_LASCO/C2, обозначен белой стрелкой от эрупции протуберанцев в 10:24UT. Справа КВМ, связанный с LDE-вспышкой 11:00UT (взято с сайта <https://cdaw.gsfc.nasa.gov>).

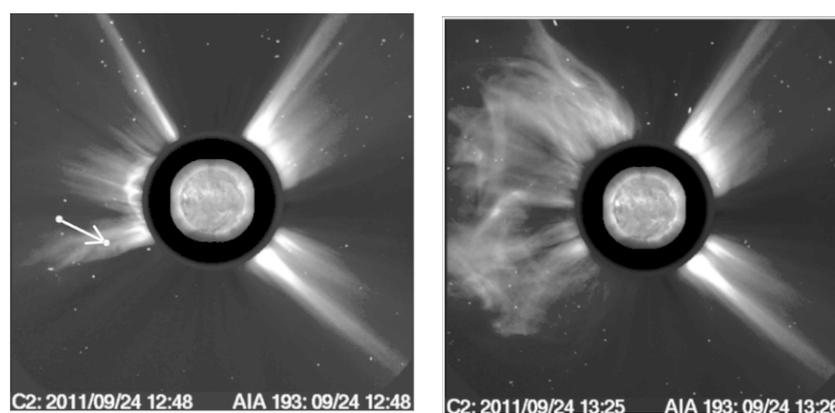


Рис. 2. Слева первое появление КВМ, связанного с DE-вспышкой, наблюдаемое SOHO_LASCO/C2 в 10:48 UT, белой стрелкой обозначен корональный джет. Справа визуальное слияние КВМ и коронального джета, в 13:26 UT (там же).

Как видно из рисунка 2, КВМ состоял из двух, поначалу независимых частей. Восточная его часть сначала наблюдалась в широком телесном уг-

ле. Юго-восточную часть можно назвать корональным джетом, который оказался продолжением EUV-джета. Впоследствии видно, что юго-восточная часть КВМ тоже оказалась в широком телесном угле и объединилась с восточной частью, по крайней мере, визуально в картинной плоскости. Связь хромосферных и корональных выбросов с LDE-вспышками обсуждалась авторами и их соавторами в работах [4–6]. А также и в работе [7], где показывается, что последующее за КВМ падение вещества на участок замкнутых силовых линий, в частности, на область над нейтральной линией магнитного поля, может поддерживать в течение длительного времени постэруптивную систему и ее мягкое рентгеновское излучение. При этом, по-видимому, пересоединение магнитных силовых линий может играть большую роль в местах, примыкающих к ядру вспышки (вблизи пятен), в то время как на значительном удалении от ядра вспышки начинает преобладать сам эффект падения вещества, который особенно выражен в случае «каннибализма» КВМ.

Авторы благодарят коллективы спутниковых инструментов SOHO/LASCO, SDO_AIA/HMI, GOES, STEREO-B и команду наземной сети радиоданных RSTN за открытую политику данных.

Работа, выполненная Шаховской А.Н. (КрАО РАН), осуществлена за счет субсидии программы «Общие и локальные характеристики Солнца»; Григорьевой И.Ю. (ГАО РАН) – за счет субсидии программы «Энерговыделение» и частично поддержана Программой П28 Президиума РАН.

Литература

1. *Antalova, A., Ogir, M.B.* // Astronomical Institutes of Czechoslovakia, Bulletin, 1988, vol. 39, no. 2, Jan., p. 97-105.
2. *Wang, J., Shi, Z.* // Sol. Phys., 1993, 143, 119.
3. *Antalova, A., Jakimiec, M.* // Astronomical Institutes of Czechoslovakia, Bulletin, 1989, vol. 40, no. 5, Sept., p. 311-320.
4. *Shakhovskaya A.N., Livshits M.A., Chertok I.M.* // Astronomy Reports, 2006, Vol. 50, Issue 12, p.1013-1025.
5. *Shakhovskaya A.N., Akhtemov Z.S.* // Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory, 2013, Vol. 109, Issue 1, pp.86-89.
6. *Livshits M.A. et al.* // Cosmic Research, 2013, Vol. 51(5), pp. 326-334.
7. *Shibasaki, K.* // Astrophysical J., 2002, Vol. 567(1), pp. L85-L87.

**ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЦА
В РАДИОДИАПАЗОНЕ НА ГАС ГАО РАН
ЗА 60-ЛЕТНЮЮ ИСТОРИЮ**

Шрамко А.Д.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

**LONG-TERM RADIO OBSERVATIONS OF THE SUN
AT MAS CAO RAS FOR 60 YEARS**

Shramko A.D.

*Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS,
Kislovodsk, Russia*

This year, the Kislovodsk Astronomical Station of the CAO RAS is celebrating its 70th anniversary. Since 1957, radio observations at MAS have been conducted (168 cm). Since 1962, regular observations of the Sun at a wavelength of 5 cm (RT-3) have been conducted at MAS. The observation of the Sun at a wavelength of 2 cm (RT-2.5) was carried out in 1964–1987. In the period 1980–1987, the radiometer operated at a wavelength of 3 cm (RT-2). In 1994–2002, radio observations were not conducted. Since 2002, observations at RT-3 (5 cm) have been resumed, and the registration and processing of data from this period has been carried out by computer method. Since October 2008, the RT-2 was launched as a patrol Solar radio telescope at a wavelength of 3.2 cm. Charts of temporal distributions of solar radio flows at wavelengths of 168 cm, 5 cm, 3 cm, 2 cm are presented.

DOI: 10.31725/0552-5829-2018-425-428

Введение

Ежедневные патрульные радионаблюдения Солнца дают важную информацию об уровне солнечной активности и быстропротекающих процессах в солнечной атмосфере. Эти наблюдения необходимы для понимания физических процессов на Солнце на разных временных шкалах: от долговременных вариаций – на длительностях 11-летних циклов, до субсекундных явлений. Радиотелескопы, регистрирующие полный поток радиоизлучения Солнца, используются для мониторинга уровня солнечной активности и выявления энергетических характеристик мощных вспышечных процессов, позволяя прогнозировать влияние солнечных явлений на Землю и околоземное космическое пространство. Преимущество радионаблюдений – это независимость от погоды.

В июле 1957 г. на ГАС начались радионаблюдения Солнца на длине волны 1.68 м, с помощью радиоинтерферометра, состоящего из двух параболических антенн. С этого времени продолжается 60-летняя история радионаблюдений на ГАС.

Радионаблюдения Солнца на волне 1.68 м

Приёмное устройство было изготовлено в Пулковке Н.Ф. Рыжковым. Наблюдения на волне 168 см (рис. 1) проводились в периоды 1957–1964, 1969–1970, 1973–1977 гг.

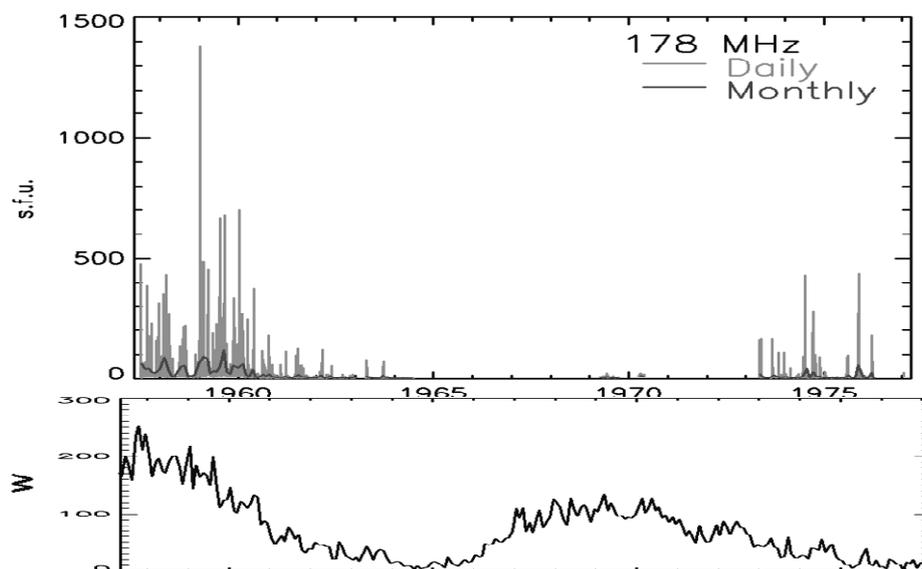


Рис. 1. Временной ряд радиоизлучения Солнца на волне 168 см (вверху) и данные чисел Вольфа за этот период (внизу).

Радионаблюдения Солнца на волне 2 см

Наблюдения Солнца на волне 2 см осуществлялись с помощью радиотелескопа РТ-2.5 в периоды времени 1964–1969, 1977–1984, 1985–1987 гг. На этой длине волны проявляется годовая вариация и слабо выражены 11-летние циклы (рис. 2).

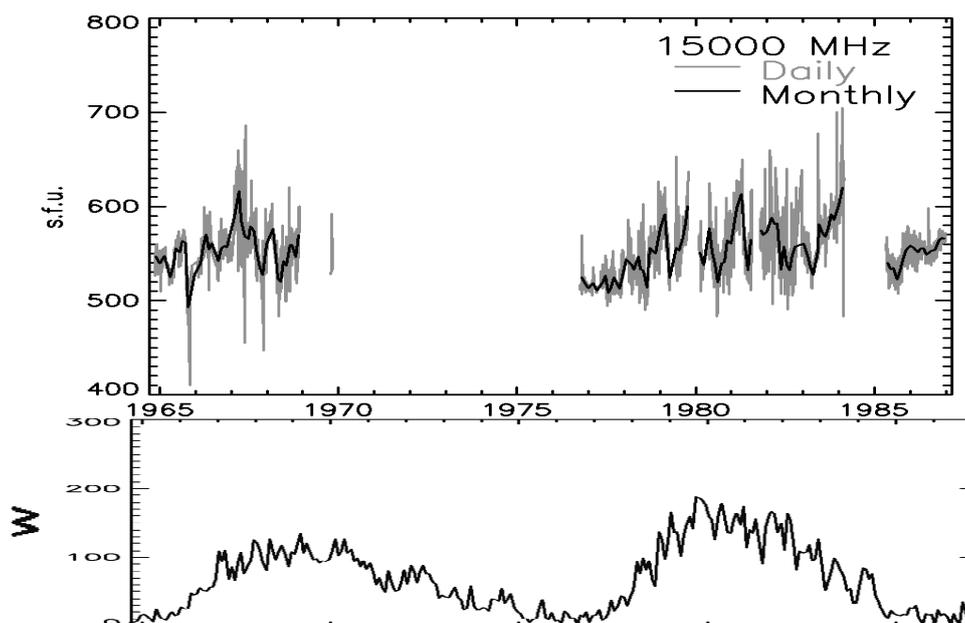


Рис. 2. Временной ряд радиоизлучения Солнца на волне 2 см (вверху) и данные чисел Вольфа за этот период (внизу).

Радионаблюдения Солнца на волне 5 см

С 1962 г. на ГАС ведутся регулярные наблюдения Солнца на волне 5 см с помощью РТ-3. В 1994 г. наблюдения были прекращены и продолжены в апреле 2002 г. после модернизации радиотелескопа на волне 5.1 см. С 2002 г. регистрация и обработка данных компьютеризирована. В 2006 г. была проведена очередная модернизация телескопа для наблюдения полного солнечного затмения 29 марта. В настоящее время длина волны наблюдения на РТ-3 составляет 4.9 см.

В этом диапазоне длин волн регистрируется излучение Солнца из переходного слоя от хромосферы к короне и излучение от нижней короны. В этом переходном слое происходит резкое изменение температуры и плотности плазмы. На этой длине волны хорошо проявляется 11-летняя вариация солнечной активности (рис. 3).

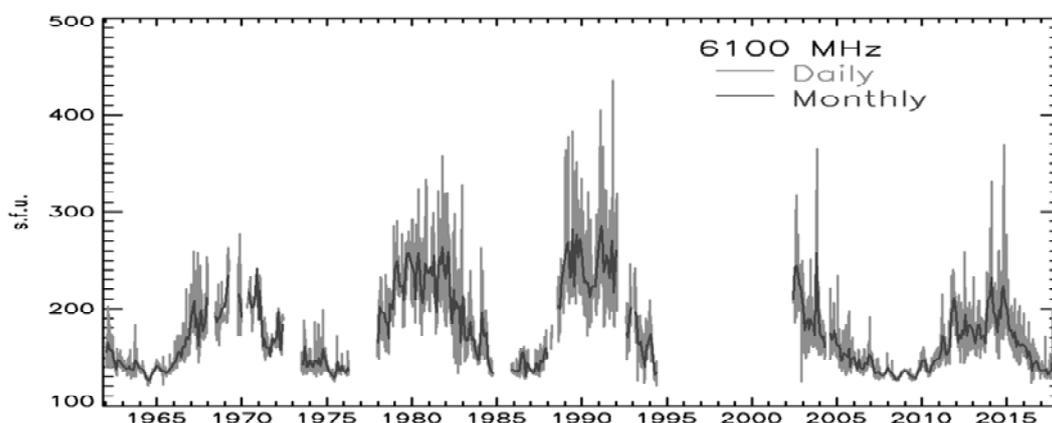


Рис. 3. Временной ряд радиоизлучения Солнца на волне 5 см.

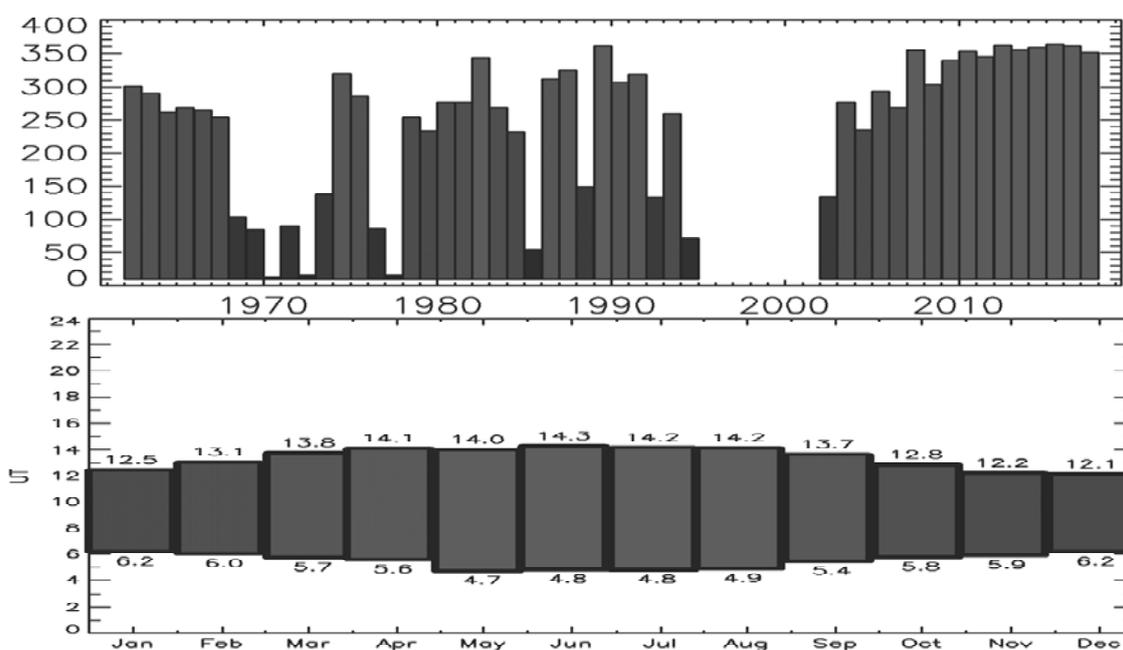


Рис. 4. Статистика наблюдений Солнца на РТ-3 по годам (вверху) и усредненные временные интервалы наблюдений по месяцам (внизу).

Радионаблюдения Солнца на волне 3.2 см

С помощью радиотелескопа РТ-2 ведутся ежедневные патрульные наблюдения Солнца на волне 3.2 см (рис. 5). На этой длине волны хорошо проявляется годовая вариация и видны 11-летние циклы активности.

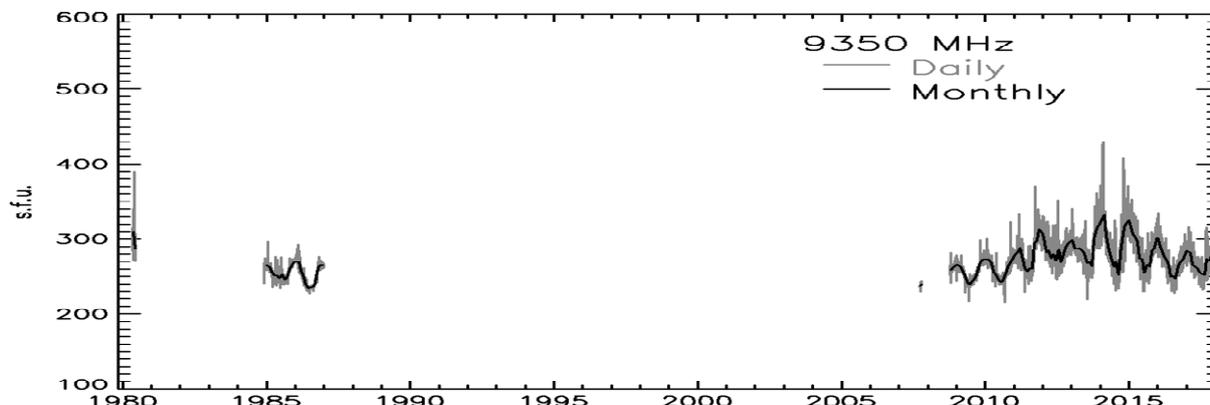


Рис. 5. Временной ряд радиоизлучения Солнца на волне 3.2 см.

Во время радионаблюдений Солнца на длинах волн 3.2 и 4.9 см проводится ежедневная калибровка для антенной температуры и интегрального солнечного потока. Выявляются и обрабатываются быстропротекающие процессы, наблюдаемые в виде всплесков радиоизлучения. Их классификация соответствует по общепринятой методике. Формируются ежемесячные сводки. В реальном времени, через Интернет, выкладываются графики радиоизлучения Солнца.

Уникальную возможность получения высокого разрешения на малых радиотелескопах предоставляют солнечные затмения. На РТ-2 и РТ-3 проводились наблюдения полного 29.03.2006 г. и частных затмений 01.08.2008, 04.01.2011, 20.03.2015 гг.

Радионаблюдения Солнца на ГАС имеют 60-летнюю историю. Долговременные ряды наблюдений содержат данные 5-ти последних солнечных циклов. Патрульные наблюдения Солнца на радиотелескопах ГАС (~8 часов в день) могут применяться для оперативного прогноза космической погоды. Аппаратура радиотелескопов, действующих сейчас на ГАС, имеет хорошую стабильность в работе, позволяя обеспечить ~350 наблюдательных дней в году. Радиотелескопы ГАС имеют хорошие перспективы развития.

Литература

1. *Гневнышев М.Н.* История Кисловодской горной станции // ИАИ, вып. XVI. М.: Наука. 1983. С. 71-90.
2. *Шрамко А.Д.* Методика наблюдений и обработки солнечных всплесков на радиотелескопе Горной Астрономической станции ГАО на волне 5.1 см // Известия ГАО РАН. 2004. № 217. С. 555-560.
3. <http://www.solarstation.ru>.
4. <http://www.gaoran.ru>.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 3
Абраменко В.И. 7, 173, 267, 385
Абрамов-Максимов В.Е. 11, 15
Абунин А.А. 19, 23
Абунина М.А. 19, 23
Ageev S.S. 303
Андреева О.А. 27, 31, 271, 389
Арабаджян Д.К. 35
Asenovski S. 39
Астапов И.И. 279, 327
Ахтемов З.С. 43
Бакаленко Б.И. 413
Бакунина И.А. 11, 275
Баранов Д.Г. 95
Барановский Э.А. 47, 51, 119
Белов А.В. 19, 23
Биленко И.А. 55, 59
Благовещенская Е.Э. 377
Богод В.М. 63
Бондарь Н.И. 67
Борисенко А.В. 389
Боровик В.Н. 15
Бруевич Е.А. 71, 75, 243
Василенко Т.А. 79
Васильев Г.И. 83
Васильев С.С. 87
Васильева В.В. 369
Ватагин П.В. 259, 339
Веретененко С.В. 91
Вернова Е.С. 95
Владимирский Б.М. 51
Волобуев Д.М. 99, 343
Гайдаш С.П. 19, 23
Georgieva K. 103, 215
Глобина В.И. 107, 315, 409
Голубчина О.А. 111
Гонасюк О.С. 115, 119
Gorshkov V. 401
Григорьева И.Ю. 123, 127, 421
Громов С.В. 177
Громова Л.И. 177
Гусева С.А. 131
Данилова О.А. 135
Дергачев В.А. 87, 139, 145, 149, 251, 377
Дертеев С.Б. 153
Дмитриев П.Б. 377
Ерофеев Д.В. 157
Ерошенко Е.А. 19, 23
Ефремов В.И. 161, 165, 235
Жаркова Н.А. 347
Живанович И. 169
Жигалкин Р.К. 389
Жукова А.В. 173
Загайнова Ю.С. 177
Зайцев В.В. 181, 187
Иванов В.Г. 191, 311
Исаева Е.А. 421
Казачевская Т.В. 75
Калинин А.А. 195, 199
Калинин А.О. 203
Калинина Н.Д. 199
Кальтман Т.И. 63, 207, 255, 259
Кафтан В. 227, 231
Кацова М.М. 67
Ким И.С. 211
Кириллов А.К. 79
Киричек Е.А. 351
Kirov B. 103, 215
Киселев Б.В. 219
Князева И.С. 99
Ковальцов Г.А. 233
Комитов Б. 227, 231
Константинов А.Н. 83
Копылова Ю.Г. 393, 397
Королькова О.А. 235, 239
Костюченко И.Г. 243
Крамынин А.П. 247
Крусанова Н.Л. 211
Крякунова О.Н. 19

- Кудрявцев И.В.* 83, 145, 149, 251, 255, 259, 263, 339
Кузнецов С.А. 275, 409
Кулешова А.И. 389
Куценко А.С. 173, 267, 331, 385
Лазутков В.П. 339
Лившиц М.А. 67
Лозицкая Н.И. 47, 389
Лозицкий В.Г. 47
Лукичева М.А. 63
Лысенко А.Л. 299
Макаренко Н.Г. 99
Малащук В.М. 27, 31, 271
Манкаева Г.А. 291
Мельников А.В. 187
Мельников В.Ф. 275, 381
Мельникова И.А. 279, 327
Мерзляков В.Л. 283, 287
Михалина Ф.А. 247
Михаляев Б.Б. 153, 291
Моргачев А.С. 275, 295
Моторина Г.Г. 295, 299, 339, 389
Naga Varun Y. 291, 303
Нагнибеда В.Г. 347
Наговицын Ю.А. 149, 307, 311, 357
Николаевский Н.Ф. 19
Obridko V.N. 103
Овчинникова Е.П. 107, 315, 319, 405, 409
Огурцов М.Г. 83, 91, 323
Опарин И.Д. 319
Осетрова Н.В. 279, 327
Осипова А.А. 311
Остряков В.М. 83, 233
Павлов А.К. 83
Парфиненко Л.Д. 161, 165
Rakhalenko D.A. 303
Пащенко М.П. 35, 303
Певцов А.А. 267, 307, 311
Перебейнос В.А. 389
Петерова Н.Г. 373
Плотников А.А. 331
Попов В.В. 211
Прямушкина И.И. 19, 23
Романов К.В. 335
Рыжов В.С. 347
Савченко М.И. 339
Сдобнов В.Е. 135
Скакун А.А. 343
Скорбеж Н.Н. 361
Скородумов Д.В. 339
Смирнова В.В. 295, 347, 357
Соколов В.Т. 413
Соколов Д.Д. 203
Соловьев А.А. 161, 165, 169, 239, 351, 357
Старкова Л.И. 287
Степанов А.В. 181, 187, 393, 397
Стрекалова П.В. 357
Струминский А.Б. 123, 127
Тавастииерна К.С. 59
Таращук В.П. 47, 51
Тлатов А.Г. 35, 303, 361, 365, 369
Тлатова К.А. 365, 369
Топчило Н.А. 111, 373
Трошичев О.А. 417
Тясто М.И. 95, 135, 377
Файнштейн В.Г. 177
Филатов Л.В. 381
Флейшман Г.Д. 299
Фролов Д.А. 83
Фурсяк Ю.А. 385
Ханейчук О.В. 397
Цап Ю.Т. 43, 295, 389, 393, 397
Шарапов Ya. 401
Чариков Ю.Е. 107, 259, 263, 315, 319, 405, 409
Шабалин А.Н. 107, 315, 319, 405, 409
Шаин А.В. 275
Шаповалов С.Н. 413, 417
Шаховская А.Н. 421
Шрамко А.Д. 425
Штерцер Н.И. 119, 389
Шутенко В.В. 279
Якунина Г.В. 75
Янке В.Г. 19, 23

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Абдусаматов Х.И.

Вариации космических лучей и облачного покрова практически не влияют на климат 3

Абраменко В.И.

Турбулентная диффузия мелкомасштабного магнитного поля внутри и вне активных областей 7

Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.

Колебания в активных областях Солнца перед вспышками 11

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

Эволюция активной области Солнца 12673 по данным РАТАН-600 и SDO 15

Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Гайдаш С.П., Ерошенко Е.А., Крякунова О.Н., Николаевский Н.Ф., Прямушкина И.И., Янке В.Г.

Возмущения межпланетной среды и поведение высокоэнергичных магнитосферных электронов 19

Абунин А.А., Абунина М.А., Белов А.В., Гайдаш С.П., Ерошенко Е.А., Прямушкина И.И., Янке В.Г.

Возможности базы данных для изучения Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений 23

Андреева О.А., Малащук В.М.

Вариации скорости вращения корональной дыры 2015–2017 гг. 27

Андреева О.А., Малащук В.М.

Изменение вертикальных границ гигантской корональной дыры 31

Арабаджян Д.К., Пащенко М.П., Тлатов А.Г.

Моделирование распространения корональных выбросов массы и прогноз геомагнитной активности по данным наземных патрульных наблюдений 35

Asenovski S.

High-speed solar wind streams during the last solar cycles 39

Ахтемов З.С., Цап Ю.Т.

Магнитные образования и солнечный ветер по данным ACE/SWEPAM на фазе спада 24 цикла солнечной активности 43

Барановский Э.А., Лозицкий В.Г., Лозицкая Н.И., Таращук В.П. Изучение магнитных полей и термодинамических условий в фотосфере и хромосфере солнечной вспышки X17.2/4B 28 октября 2003 года	47
Барановский Э.А., Таращук В.П., Владимирский Б.М. Роль магнитных полей в реализации солнечно-земных связей	51
Биленко И.А. Циклические вариации фотосферного и межпланетного магнитного поля и параметров солнечного ветра	55
Биленко И.А., <u>Тавастшерна К.С.</u> Формирование и эволюционные изменения корональных дыр на фазе роста 23 цикла	59
Богод В.М., Кальтман Т.И., Лукичева М.А. Суб-миллиметры на ALMA и микроволны на РАТАН-600. Сопоставление для активных областей на Солнце	63
Бондарь Н.И., Кацова М.М., <u>Лившиц М.А.</u> Циклы звёзд солнечного типа и более холодных карликов	67
Бруевич Е.А. Классификация вспышек, основанная на максимальном потоке в рентгеновском диапазоне и длительности вспышки	71
Бруевич Е.А., Казачевская Т.В., Якунина Г.В. Вариации потоков солнечного КУФ-излучения (вне вспышек) по спутниковым данным TIMED в 23 цикле и SDO/EVE в 24 цикле в линиях водорода	75
Василенко Т.А., Кириллов А.К. Квазипериодические колебания потока космических лучей как индикатор и предвестник аварийных ситуаций в угольных шахтах	79
Васильев Г.И., Константинов А.Н., Кудрявцев И.В., Огурцов М.Г., Остряков В.М., Павлов А.К., Фролов Д.А. Проявление сжатия гелиосферы при прохождении Солнечной системы через межзвёздные облака	83
Васильев С.С., Дергачев В.А. Солнечный модуляционный потенциал по данным о космогенных изотопах за последние 10 тыс. лет	87

Веретененко С.В., Огурцов М.Г.

60-летний цикл в климате Земли и динамике корреляционных связей между солнечной активностью и циркуляцией нижней атмосферы: новые данные 91

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

Асимметрия распределения фотосферного магнитного поля в 21–24 солнечных циклах 95

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Князева И.С.

Особенности пространственно-временной кластеризации в диаграмме бабочек Маундера 99

Georgieva K., Kirov B., Obridko V.N.

Long-term variations of the solar wind components and their terrestrial manifestations 103

Глобина В.И., Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е.

Квазипериодические пульсации жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек по данным RHESSI, Konus-Wind 107

Голубчина О.А., Топчило Н.А.

Суточное изменение структуры и физических характеристик групп пятен на видимом диске Солнца 111

Гопасюк О.С.

Особенности изменений фотосферных магнитных полей активных областей во время вспышек 115

Гопасюк О.С., Барановский Э.А., Штерцер Н.И.

Корональные дыры по наблюдениям в линиях He I и He II 119

Григорьева И.Ю., Струминский А.Б.

Солнечные события 4–10 сентября 2017 года: протоны и электроны (I) 123

Григорьева И.Ю., Струминский А.Б.

Солнечные события 4–10 сентября 2017 года: радиоизлучение II–IV типов (II) 127

Гусева С.А.

Непрерывные шестидесятилетние ряды наблюдений спектральной солнечной короны на малом коронографе ГАС ГАО РАН 131

Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е.

Изменения жесткостей обрезания космических лучей во время геомагнитной бури в июне 2015 г. и их связь с параметрами солнечного ветра и ММП 135

Дергачев В.А.

Глобальная картина температурной изменчивости в обоих полушариях в течение последних 20 тыс. лет и тенденция похолодания в последние ~ 2000 лет 139

Дергачев В.А., Кудрявцев И.В.

Радиоуглеродные данные об изменении климата и вариациях солнечной активности в эпоху Маендорвского – Аллерёдского потеплений (~ 13000–11000 гг. до н. э.) 145

Дергачев В.А., Кудрявцев И.В., Наговицын Ю.А.

Солнечная активность в 1-м тысячелетии до нашей эры – 1-м тысячелетии нашей эры на основе радиоуглеродных данных 149

Дертеев С.Б., Михалев Б.Б.

Магнитная гидродинамика корональных выбросов массы 153

Ерофеев Д.В.

Характеристики поляризованных (arc-polarized) альвеновских волн в околоземном солнечном ветре 157

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

9-дневные вариации TSI – отражение глубинных процессов вблизи солнечного ядра? 161

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

Долгопериодические колебания солнечных пор на стадии их диссипации 165

Живанович И., Соловьев А.А.

Особенности медленной диссипации солнечных пятен 169

Жукова А.В., Абраменко В.И., Куценко А.С.

Составляющие магнитного потока от всех активных областей на диске Солнца: вариации в 24-м цикле 173

Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Громова Л.И., Громов С.В.

Исследование солнечных источников и геоэффективности корональных выбросов массы типа «Стелс» 177

Зайцев В.В., Степанов А.В.

Медленно меняющаяся компонента радиоизлучения ультрахолодных звезд 181

Зайцев В.В., Степанов А.В., Мельников А.В.

Динамические режимы токнесущих волокон 187

Иванов В.Г. Ещё одно правило Вальдмайера и форма 11-летнего цикла	191
Калинин А.А. Моделирование спектров солнечных протуберанцев	195
Калинин А.А., Калинина Н.Д. К расчету спектра солнечного пятна	199
Калинин А.О., Соколов Д.Д. Резонансы в сферических динамо и супервспышки	203
Кальтман Т.И. Тепловое тормозное излучение локальных источников над солнечными пятнами по микроволновым наблюдениям	207
Ким И.С., Крусанова Н.Л., Попов В.В. Цвет континуума как индикатор расширения короны	211
Kirov V., Georgieva K. Relation between solar activity parameters and El Niño	215
Киселев Б.В. Солнечная цикличность в климатических индексах	219
Ковальцов Г.А., Остряков В.М. Гамма-излучение спокойного Солнца	223
Комитов Б., Кафтан В. Анализ циклических колебаний содержания изотопа ^{14}C в годовых кольцах деревьев в связи с проблемой солнечно-земных взаимодействий и существования массивных транснептуновых объектов Солнечной системы	227
Комитов Б., Кафтан В. Годовые кольца бука (<i>Fagus sylvatica</i>) и солнечно-обусловленные колебания климата центрального и западного Балкана в XVIII – XXI вв.	231
Королькова О.А., Ефремов В.И. Эффект Y-p2p в данных SDO и антикорреляция колебаний магнитного поля и площади тени пятна	235
Королькова О.А., Соловьев А.А. Строение протуберанцев нормальной и обратной полярности	239
Костюченко И.Г., Бруевич Е.А. Структура квази-двухлетних вариаций площади солнечных пятен в цикле солнечной активности	243

Крамынин А.П., Михалина Ф.А. К вопросу о северо-южной асимметрии солнечной активности	247
Кудрявцев И.В., Дергачев В.А. Реконструкция гелиосферного модуляционного потенциала на основе радиоуглеродных данных в эпоху окончания последнего ледникового периода, раннего и среднего Голоцена	251
Кудрявцев И.В., Кальтман Т.И. Особенности моделирования радиоизлучения Солнца на двойной плазменной частоте в рамках плазменного механизма при инжекции во вспышечную петлю быстрых электронов	255
Кудрявцев И.В., Кальтман Т.И., Ватагин П.В., Чариков Ю.Е. Динамика функции распределения быстрых электронов при их распространении во вспышечной плазме с учётом развития пучковой неустойчивости	259
Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е. Особенности жёсткого рентгеновского излучение ускоренных во вспышках электронов при развитии пучковой неустойчивости	263
Куценко А.С., Абраменко В.И., Певцов А.А. Связь между скоростью увеличения магнитного потока и другими параметрами всплывающей активной области	267
Малашук В.М., Андреева О.А. Вклад крымских ученых в исследование корональных дыр	271
Мельников В.Ф., Бакунина И.А., Моргачев А.С., Кузнецов С.А., Шайн А.В. Накопление и выделение энергии в активной области по данным многоволновых наблюдений с высоким пространственным разрешением	275
Мельникова И.А., Астапов И.И., Осетрова Н.В., Шутенко В.В. Исследование вариаций потока мюонов по данным мюонного годоскопа УРАГАН на разных фазах солнечной активности	279
Мерзляков В.Л. Свойства токового слоя над пучком корональных петель	283
Мерзляков В.Л., Старкова Л.И. Эволюционные изменения конфигурации магнитного поля короны Солнца	287
Михаляев Б.Б., Нага Варун Е., Манкаева Г.А. Модуляционная неустойчивость радиальных колебаний корональных петель	291

Моргачев А.С., Цан Ю.Т., Моторина Г.Г., Смирнова В.В. О тепловой природе миллиметрового излучения солнечной вспышки 2 апреля 2017	295
Моторина Г.Г., Лысенко А.Л., Флейшман Г.Д. Многоволновое исследование мощных солнечных вспышек в мини- мумах 22, 23 и 24 солнечных циклов	299
Naga Varun Y., Paschenko M.P., Tlatov A.G., Ageev S.S., Pakhalen- ko D.A. A method to forecast solar flares using the Kislovodsk's solar patrol opti- cal telescope-(SPOT)	303
Наговицын Ю.А., Певцов А.А. Нелинейная математическая модель пятенной цикличности Солнца	307
Наговицын Ю.А., Певцов А.А., Осипова А.А., Иванов В.Г. Две популяции групп солнечных пятен: пространственное распреде- ление	311
Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н., Глобина В.И., Чариков Ю.Е. Анализ пространственной структуры и спектра жесткого рентгенов- ского излучения вспышки 23 сентября 2014 г. по данным наблюдений RHESSI, SDO, Nobeyama Radioheliograph	315
Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е., Опарин И.Д. Определение параметров вспышечной плазмы и пучка ускоренных электронов в солнечной вспышке 10 сентября 2017 г. по данным RHESSI, SDO	319
Огурцов М.Г. Возможный вклад гравитационного влияния Юпитера и Сатурна в 60-летнюю вариацию глобальной температуры	323
Осетрова Н.В., Астапов И.И., Мельникова И.А. Исследование локальной анизотропии потока мюонов, регистрируе- мого в годоскопическом режиме, во время мощных геоэффективных гелиосферных возмущений 2017 года	327
Плотников А.А., Куценко А.С. Новый солнечный магнитограф КрАО РАН и некоторые особенности измерения магнитных полей	331
Романов К.В. Физический механизм аномального прогрева солнечной хромосферы в эпоху минимума активности цикла	335

Савченко М.И., Ватагин П.В., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Моторина Г.Г., Скородумов Д.В. Динамика энергетических спектров быстрых электронов, реконструированных на основе жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки 11 июня 2003 года	339
Скакун А.А., Волобуев Д.М. Причинная связь между климатическим индексом PDO и солнечной постоянной за последние 100 лет	343
Смирнова В.В., Рыжов В.С., Нагнибеда В.Г., Жаркова Н.А. Наблюдения Солнца в миллиметровом радиодиапазоне на телескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана в период солнечного минимума	347
Соловьев А.А., Киричек Е.А. Тонкая структура факельных магнитных полей в солнечной хромосфере	351
Стрекалова П.В., Соловьев А.А., Смирнова В.В., Наговицын Ю.А. Физическая интерпретация наблюдаемых явлений в факельных образованиях	357
Тлатов А.Г., Скорбеж Н.Н. Характеристики пятен и пор в 24-м цикле активности	361
Тлатов А.Г., Тлатова К.А. Полярная активность Солнца и продолженные циклы активности в период 15–24 циклах активности	365
Тлатова К.А., Васильева В.В., Тлатов А.Г. Дрейф полярных протуберанцев в 13–24 циклах активности	369
Топчило Н.А., Петерова Н.Г. О наклоне оси магнитного поля солнечных пятен по наблюдениям на микроволнах	373
Тясто М.И., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б., Благовещенская Е.Э. Ритмы палеоклимата Земли в структуре окаменевших слоистых отложений палеопротерозоя (~ 2 млрд. лет тому назад) и современные циклы солнечной активности	377
Филатов Л.В., Мельников В.Ф. Рассеяние нетепловых электронов и генерация турбулентности вистлеров во вспышечной петле	381
Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Куценко А.С. Временные изменения параметров электрических токов в активных областях	385

Цап Ю.Т., Лоцицкая Н.И., Перебейнос В.А., Борисенко А.В., Штерцер Н.И., Моторина Г.Г., Кулешова А.И., Андреева О.А., Жигалкин Р.К. Сравнение визуальных измерений магнитных полей пятен в Крыму и на Маунт-Вилсон	389
Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г. Влияние экранирующих токов на МГД устойчивость магнитных жгутов в короне Солнца	393
Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г., Ханейчук О.В. Точки поворота и волновой перенос энергии альвеновскими возмущениями в атмосфере Солнца	397
Charanov Ya., Gorshkov V. Solar activity and cosmic ray influence on climate	401
Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П. Моделирование процессов распространения пучков ускоренных электронов с тонкой временной структурой в плазме вспышечных петель	405
Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Глобина В.И., Чариков Ю.Е., Кузнецов С.А. Модель распространения ускоренных электронов для вспышечной аркады события 23 сентября 2014 г. с учетом данных наблюдений RHESSI, SDO, Nobeyama Radioheliograph	409
Шановалов С.Н., Соколов В.Т., Бакаленко Б.И. Исследование чувствительности биомаркеров человека к прохождению Солнца через небесный меридиан в высоких широтах Арктики	413
Шановалов С.Н., Трошичев О.А. Спектральные наблюдения солнечной радиации NUV 297–330 nm в 24-м цикле солнечной активности (Антарктида)	417
Шаховская А.Н., Григорьева И.Ю., Исаева Е.А. Роль хромосферных и корональных выбросов в развитии LDE-вспышек в активной области 11302 NOAA на Солнце	421
Шрамко А.Д. Долговременные наблюдения Солнца в радиодиапазоне на ГАС ГАО РАН за 60-летнюю историю	425
Список авторов	429