

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
С МЕЖДУНАРОДНЫМ УЧАСТИЕМ*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2014**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2014

Сборник содержит доклады, представленные на XVIII Всероссийской ежегодной конференции с международным участием «Солнечная и солнечно-земная физика – 2014» (20 – 24 октября 2014 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, Комитета по науке и высшей школе при Правительстве Санкт-Петербурга, секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН, секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звёзд» Научного совета «Солнце-Земля», ФАНО, комитета SCOSTEP (“Scientific Committee on Solar-Terrestrial Physics”) и программы VarSITI (“Variability of the Sun and Its Terrestrial Impact”).

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, Великобритании, Финляндии, Японии, Казахстана, Китая, США.

Оргкомитет конференции

Сопредседатели: А.В. Степанов (*ГАО РАН*), В.В. Зайцев (*ИПФ РАН*)

Члены оргкомитета:

В.М. Богод (*САО РАН*)

И.С. Веселовский (*НИИЯФ МГУ, ИКИ РАН*)

К. Георгиева (*ИКСИ-БАН, Болгария*)

В.А. Дергачев (*ФТИ РАН*)

Л.Л. Кичатинов (*ИСЗФ СО РАН*)

М.А. Лившиц (*ИЗМИРАН*)

Н.Г. Макаренко (*ГАО РАН*)

Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)

В.Н. Обридко (*ИЗМИРАН*)

А.А. Соловьёв (*ГАО РАН*)

Д.Д. Соколов (*МГУ*)

А.Г. Тлатов (*ГАС ГАО РАН*)

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

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

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

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

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

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

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651-0874-9

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2014

ДОЛГОВРЕМЕННЫЙ ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ СРЕДНЕГОДОВОЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ БАЛАНС ЗЕМЛИ ПРИВЕДЁТ К МАЛОМУ ЛЕДНИКОВОМУ ПЕРИОДУ

Абдусаматов Х.И.
ГАО РАН, Санкт-Петербург

LONG-TERM NEGATIVE AVERAGE ANNUAL ENERGY BALANCE OF THE EARTH LEADS TO THE LITTLE ICE AGE

Abdussamatov H.I.
Pulkovo observatory, St. Petersburg

The average annual decrease rate of the absolute value of the total solar irradiance (TSI) since the 1990 is increasing, because the Sun is in the phase of decline in its quasi-bicentennial variation. Hence the portion of the solar energy absorbed by the Earth is decreasing. The observed decrease in the portion of TSI absorbed by the Earth since 1990 remains uncompensated by the high level of radiation into space at the previous same level over a time interval that is determined by the thermal inertia of the Ocean. A long-term negative deviation of the Earth's average annual energy balance from the equilibrium state is dictating corresponding variations in energy state of the Earth. As a result, the Earth will have a negative average annual energy balance also in the future. This will lead to the beginning of the decrease in the temperature of the Earth and of the epoch of the Little Ice Age after the maximum of the 24-th solar cycle approximately since the end of 2014. The influence of the consecutive chain of the secondary feedback effects (the increase in the Bond albedo and the decrease in the concentration of greenhouse gases in the atmosphere due to cooling) will lead to an additional reduction of the absorbed solar energy and reduce the greenhouse effect. The start of the Grand Minimum of the TSI is anticipated in the solar cycle 27 ± 1 approximately in 2043 ± 11 and the beginning of the phase of deep cooling of the 19th Little Ice Age for the past 7,500 years approximately around 2060 ± 11 .

Энергетический баланс Земли определяет ее эффективную T_e и планетарную T_p термодинамическую температуру. Среднегодовая разность между поступающей во внешние слои земной атмосферы энергией солнечного излучения и уходящих из этого уровня в космическое пространство отраженной (рассеянной) планетой энергии солнечного излучения и собственной энергией теплового излучения

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

или среднегодовая разность между поглощенной планетой энергии солнечного излучения и излучаемой в Космос энергией собственного теплового излучения

$$E = (S_{\odot} + \Delta S_{\odot})(1 - A - \Delta A)/4 - \varepsilon\sigma(T_p + \Delta T_p)^4 \quad (2)$$

определяет удельную мощность изменения теплосодержания системы подстилающая поверхность-атмосфера в приходе и расходе тепловой мощности планеты [1–3]. Здесь S_{\odot} – солнечная постоянная, ΔS_{\odot} –

приращение солнечной постоянной, A – альbedo Бонда, ΔA – приращение альbedo Бонда, σ – постоянная Стефана-Больцмана, ε – излучательная способность (степень черноты) системы подстилающая поверхность-атмосфера. Поглощаемая планетой вариация среднегодовой энергии солнечного излучения, вследствие ее 11-летнего и квазидвухвекового циклических колебаний, всегда остается некомпенсированной излучаемой в Космос энергией собственного теплового излучения благодаря термической инерции Мирового океана. Поэтому среднегодовой энергетический баланс Земли всегда находится в состоянии, отклоненном от равновесного ($E \neq 0$), которое является естественным основным состоянием климатической системы.

Исследования ледяных стержней Антарктиды [4] показывают:

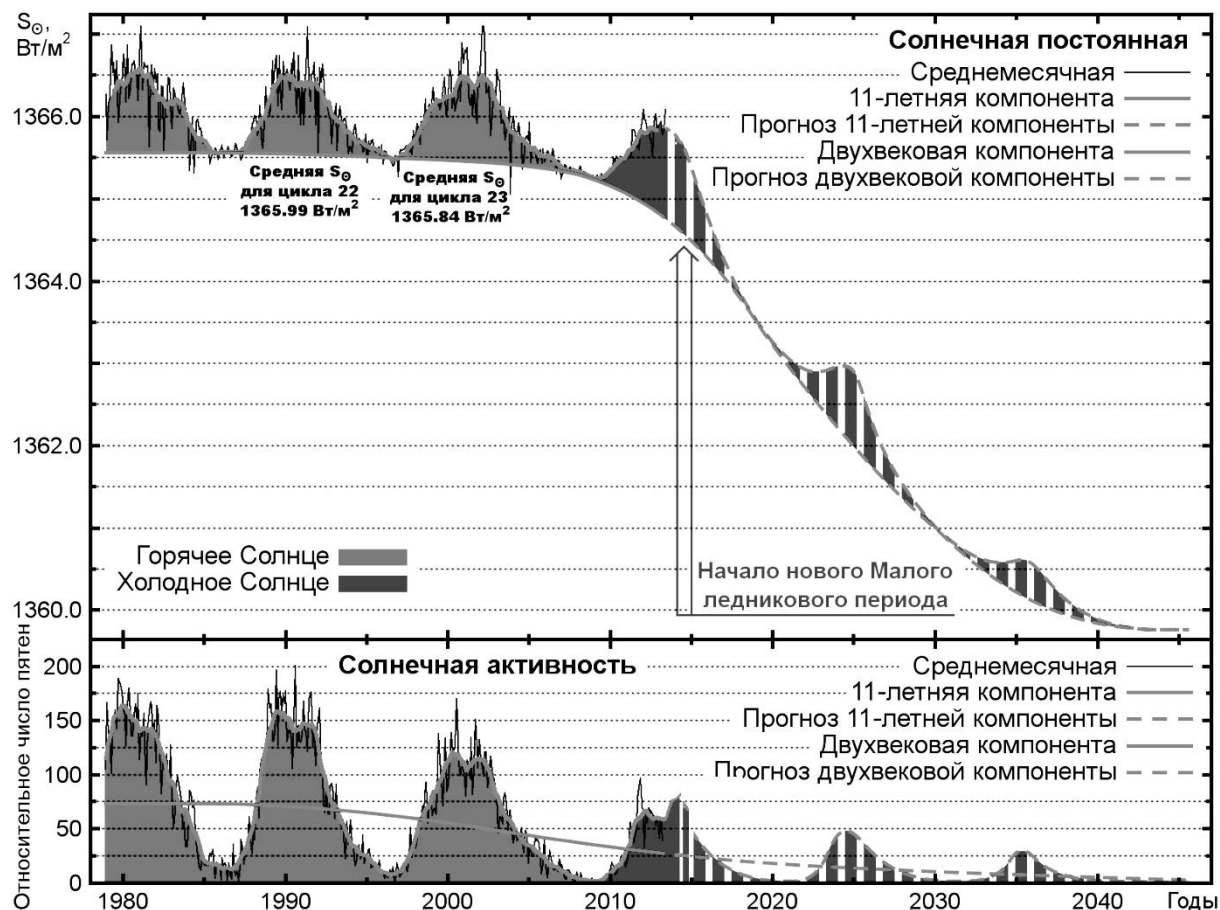
- периодические весьма значительные повышения содержания CO_2 в атмосфере на протяжении последних 800000 лет всегда были естественным следствием роста температуры и следовали за повышением температуры с отставанием в 800 ± 400 лет;
- рост концентрации парниковых газов в атмосфере начинался позже, но и заканчивался позже, чем потепление сменялось похолоданием;
- температура начинала убывать после достижения ею высокого значения, несмотря на то что концентрация парниковых газов всё ещё продолжала расти.

В соответствии с законом Генри при потеплении нагретая жидкость поглощает меньше газов, и больше CO_2 остаётся в атмосфере. Повышение содержания CO_2 в атмосфере является лишь вторичной по отношению к росту температуры. Повышение (понижение) температуры в соответствии с законом Клапейрона-Клаузиуса обуславливает значительное увеличение (уменьшение) концентрации основного парникового газа – водяного пара в приземном слое атмосферы. Величины природных потоков CO_2 и H_2O из Океана и с суши в атмосферу и из атмосферы в Океан и на сушу многократно превышают выбросы этих веществ в атмосферу в результате деятельности человека. В водах Океана растворено в 50 раз больше CO_2 , чем в атмосфере, и даже слабое «дыхание» Океана может драматически менять уровень CO_2 в атмосфере [5].

Роберт Вуд [6] смастерил две одинаковые мини-теплицы: одну из них накрыл стеклянной пластинкой, а другую – пластинкой из кристаллов каменной соли, которая практически пропускает и лучи инфракрасного диапазона. На солнце температура в обеих теплицах каждый раз поднималась до $\sim 54.4^\circ\text{C}$. Однако, согласно общепринятой теории парникового эффекта, крышка из кристаллов каменной соли не должна была бы дать эффекта оранжереи. Физический эксперимент Вуда установил, что радиационная составляющая в парнике ничтожно мала по сравнению с конвективной. В общем тепловом балансе подстилающей поверхности и атмосферы

ры наряду с парниковым эффектом важную роль играют конвективный, испарительный и конденсационный механизмы теплообмена.

В каждом из 18 глубоких минимумов солнечной активности типа маундеровского, установленных в течение последних 7 500 лет, наблюдался период глубокого похолодания, а в периодах высокого максимума – потепления [7].



Среднециклическое значение солнечной постоянной в 23-м цикле стало на ~ 0.15 Вт/м² меньше, чем в 22-м цикле (см. рисунок). Солнечная постоянная в минимуме между циклами 23/24 снизилась относительно минимумов между циклами 22/23 и 21/22 на ~ 0.23 и ~ 0.30 Вт/м². Соответственно уменьшается и поглощаемая Землей доля энергии солнечной постоянной. Образовавшийся с ~ 1990 г. дефицит поступающей солнечной энергии не компенсировался снижением излучаемой Землей в Космос собственной тепловой энергии, поскольку неостывшая благодаря термической инерции Океана Земля продолжает излучать тепло в Космос в прежних высоких объемах. Это привело в целом к изменению энергетического состояния планеты и отрицательному отклонению среднегодового энергетического баланса Земли от равновесного состояния

$$E = (S_{\odot} + \Delta S_{\odot})(1 - A - \Delta A)/4 - \varepsilon\sigma(T_p + \Delta T_p)^4 < 0. \quad (3)$$

В результате после максимума 24-го цикла может наступить постепенное понижение температуры – начало эпохи нового 19-го Малого ледникового периода за последние 7500 лет. Последующие климатические механизмы обратной связи (рост альbedo Бонда, уменьшение концентрации, прежде всего водяного пара и других парниковых газов в атмосфере), вызванные похолоданием, приведут к дополнительному понижению температуры. Наступление фазы глубокого минимума в нынешней квазидвухвековой циклической деятельности Солнца можно ожидать в начале 27(\pm 1)-го цикла, ориентировочно в 2043 \pm 11 г. Термическая инерция Океана отдалит начало наступления фазы глубокого похолодания Малого ледникового периода, и он может наступить ориентировочно в 2060 \pm 11 г. и может продлиться примерно в течение 4–6 циклов – 45–65 лет.

Следует подчеркнуть, что в течение последних более 17 лет уровень CO₂ в атмосфере продолжает расти в прежнем темпе. Однако за этот период в результате снижения солнечной постоянной с 1990 г.:

- глобальная температура не растет, она стабилизировалась [8];
- уровень Мирового океана практически не поднимается [9];
- площадь антарктического льда достигла максимального уровня.

Существующие стандартные модели «изменения климата» предсказывают только глобальное потепление и не могут объяснить, почему глобальная температура не растет в течение последних более 17 лет. Поэтому необходимо вести книгу учета получаемого и расходуемого планетой энергии солнечного излучения.

Потепление, которое мы наблюдали в XX веке, происходило не только на Земле. Потепление происходило и на Марсе, и на других планетах Солнечной системы, т.е. квазидвухвековое изменение мощности излучения Солнца приводит к изменению климата всей Солнечной системы. В этом квазидвухвековом цикле по аналогии с земными сезонами мы наблюдали во всей Солнечной системе лето. Сейчас наступает уже «солнечная осень», которая продлится условно до 2060 \pm 11 года, затем наступит «солнечная зима» во всей Солнечной системе. А в начале XXII века наступит «солнечная весна».

Литература

1. Абдусаматов Х.И. Кинематика и физика небесных тел, 2012. 28. № 2, С. 22–33.
2. Abdussamatov H.I. Applied Physics Research. 2012. 4. No. 1, pp. 178–184.
3. Абдусаматов Х.И. Глубокий минимум мощности солнечного излучения приведет к Малому ледниковому периоду. СПб. 2013. – 246 с.
4. Petit J.R. et al. Nature. 1999. Vol. 399, pp. 429–436.
5. Нугматулин Р.И. Вестник РАН. 2010. Т. 80. С. 675–687.
6. Wood R.W. Philosophical Magazine. 1909. Vol. 17, pp. 319–320.
7. Колебания климата за последнее тысячелетие / Под ред. Е.П. Борисенкова – Л.: Гидрометеиздат, 1988. – 408 с.
8. HadCRUT3 <http://www.metoffice.gov.uk/research/monitoring/climate/surface-temperature>
9. Shepherd A., Ivins E.R. et al. Science. 2012. Vol. 338, No. 6111, pp. 1183–1189.

МОЩНОСТЬ 11-ЛЕТНЕГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА И ЕЕ ЗАВИСИМОСТЬ ОТ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ЦИКЛА

Абдусаматов Х.И.
ГАО РАН, Санкт-Петербург

POWER OF THE 11-YEAR SOLAR CYCLE AND ITS DEPENDENCE ON THE DURATION OF THE SOLAR CYCLE

Abdussamatov H.I.
Pulkovo observatory, St. Petersburg

A full physical characteristic of the total power of the solar cycle is proposed determine by weighted an average value of the absolute TSI for the entire 11-year cycle which allow an objectively and quantified define of the absolute energy power of the cycle, as well as to predict its impact on the processes occurring in the Sun-Earth system. Likewise, should identify and characterize the total relative power of the solar activity cycle. As a result of a study the relative powers of all 24 cycles and of their duration has been established an inverse relationship between the duration of the cycle and of its energy power. With decreasing power of the energy of the cycle (the TSI and solar activity) its duration increases, and vice versa. An inverse relationship between the duration of the 11-year cycle and its energy power is a consequence of the effect of quasi-bicentennial cycle of the Sun. The obtained results may explain why the length of the 11-year solar cycles may be some possible indicator of the climate change only in during the phase of increase or decline of the quasi-bicentennial solar cycle.

В целом число пятен и количество их групп на видимом диске Солнца являются основными наглядными индикаторами уровня 11-летнего цикла практически по всем направлениям. Традиционно используемый практически формально-качественный индекс максимума (высоты) уровня солнечной активности 11-летнего цикла – максимальной величины сглаженного относительного числа пятен (W) в качестве индекса определения характеристики активности всего цикла без учёта его продолжительности не в полной мере отражает его относительные физические параметры и суммарные геоэффективные проявления, т.е. относительную энергетическую мощность цикла активности в целом. Поскольку совершенно очевидно, что 11-летние циклы с одинаковым уровнем высоты максимума индекса солнечной активности, но разной продолжительности всего цикла и его фаз существенно различаются по общим среднециклическим относительным физическим характеристикам и суммарным геоэффективным проявлениям, т.е. по относительным энергетическим мощностям всего цикла. Аналогичная ситуация наблюдалась с истекшим 23-м циклом солнечной активности, продолжительность которого более чем на 25% стала длиннее, чем в предыдущих 21-м и 22-м циклах. В результате относительная энергетическая мощность 23-го цикла стала заметно ниже мощности цикла с аналогичной высотой уровня максимума активности, но меньшей продолжительностью. Поэтому

для более полного отражения относительной физической характеристики активности всего цикла и сравнительного анализа характеристик различных циклов назрела необходимость введения более адекватного средневзвешенного за цикл индекса уровня солнечной активности – относительной мощности 11-летнего цикла пятнообразовательной активности, учитывающего вариаций уровня индекса солнечной активности на протяжении всего цикла независимо от высоты его максимума и продолжительности фаз.

Полную физическую характеристику суммарной относительной энергетической мощности цикла предлагается определять по средневзвешенному уровню индекса солнечной активности (\bar{W}) за весь 11-летний цикл

$$\bar{W}(\text{цикл}) = \frac{\sum W \cdot \Delta t}{\sum \Delta t}, \quad (1)$$

где W – относительное число пятен, Δt – интервал времени между последовательными измерениями относительного числа пятен на протяжении всего цикла. Только такой (1) средневзвешенный за цикл индекс \bar{W} уровня солнечной активности позволит объективно и количественно определять индекс среднего уровня относительной энергетической мощности 11-летнего цикла, а также прогнозировать её влияние на процессы, происходящие в системе Солнце-Земля.

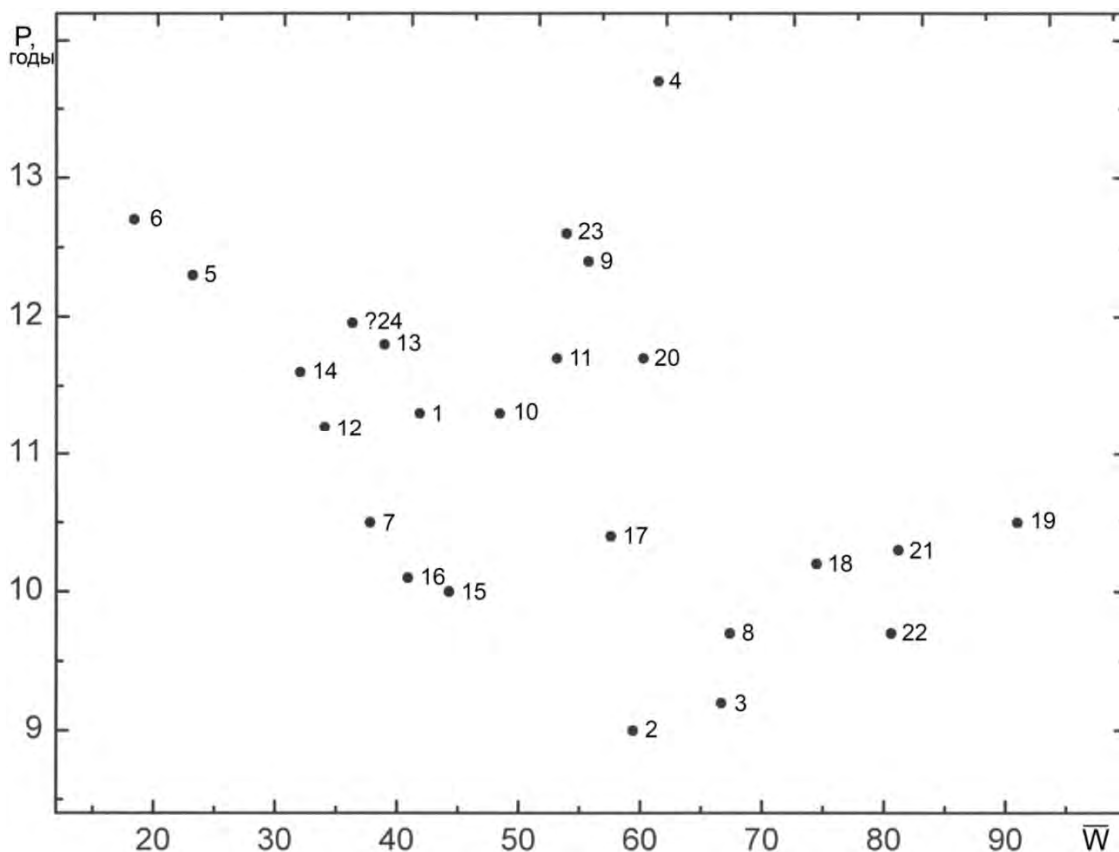
Используемая максимальная высота вариации абсолютной величины солнечной постоянной (S_{\odot}) в 11-летнем цикле без учёта продолжительности цикла также не может полностью характеризовать основные физические параметры и абсолютную энергетическую мощность данного цикла и его геоэффективные проявления. Тем более, в минимуме между циклами солнечной постоянной её абсолютное значение в зависимости от фазы квазидвухвекового цикла может значительно различаться от предыдущих минимумов между циклами [2]. Это связано с тем, что абсолютная величина солнечной постоянной подвержена квазидвухвековым циклическим вариациям с размахом до 6 Вт/м^2 [3]. Циклы с одинаковой максимальной высотой вариации солнечной постоянной, но разной продолжительности количественно существенно различаются по своим общим физическим характеристикам, абсолютной интегральной мощности среднециклического солнечного излучения, поступившего на внешнюю границу земной атмосферы в течение всего цикла, и суммарным геоэффективным проявлениям.

Несмотря на то, что максимальная абсолютная величина солнечной постоянной (S_{\odot}) в истекшем 23-м цикле была практически на одном уровне с 22-м, его продолжительность стала почти на 30% длиннее, чем в 22-м цикле, что существенно ослабила среднециклическую абсолютную величину солнечной постоянной на $\sim 0,15 \text{ Вт/м}^2$ относительно предшествующего цикла [4]. Поэтому полную физическую характеристику суммарной энергетической мощности цикла – среднюю абсолютную величину солнечной постоянной за весь 11-летний цикл (\bar{S}_{\odot}) также следует опре-

делять аналогичным образом

$$\bar{S}_{\odot}(\text{цикл}) = \frac{\Sigma S_{\odot} \cdot \Delta t}{\Sigma \Delta t} \quad (2)$$

Только такая (2) средневзвешенная абсолютная величина солнечной постоянной всего цикла может позволить объективно и количественно определять общую абсолютную энергетическую мощность цикла, а также прогнозировать её влияние на процессы, происходящие в системе Солнце-Земля.



Долговременные последовательные изменения глобальных среднечисловых физических параметров Солнца, абсолютной величины энергетической мощности солнечных циклов сопровождаются существенными проявлениями геофизических и климатических процессов, поэтому имеет важное значение и для физики Земли. Ранее было указано, что продолжительность 11-летнего цикла солнечной активности является некоторым возможным индикатором изменения климата, поскольку была обнаружена корреляция между продолжительностью цикла и температурой приземного слоя Северного полушария в течение 130 лет [7]. Однако такая корреляция, на наш взгляд, может существовать эпизодически только в определенных интервалах развития квазидвухвекового цикла Солнца. Далее попытаемся обосновать, что долговременный последовательный рост или спад продолжительности 11-летних циклов могут быть некоторым возможным ин-

дикатором изменения климата только в периодах протяженной фазы роста или спада квазидвухвекового цикла Солнца.

С целью установления наличия возможной взаимосвязи между продолжительностью 11-летних солнечных циклов P [5] и их относительной энергетической мощностью – среднециклического уровня индекса солнечной активности \bar{W} мы построили соответствующий график для всех 24-х циклов (см. рисунок, где цифры указывают номера циклов). В результате обнаружено наличие в целом обратной взаимосвязи между продолжительностью 11-летнего цикла солнечной активности и его относительной энергетической мощностью. При этом известно, что 11-летние и квазидвухвековые циклические вариации солнечной постоянной и солнечной активности, являясь следствием одних и тех же глубоких процессов, имеют взаимосвязанный и скоординированный идентичный ход как по фазе, так и по амплитуде [6, 8, 9]. Итак, с уменьшением абсолютной энергетической мощности цикла солнечной постоянной его продолжительность увеличивается и наоборот. Обратная взаимосвязь между продолжительностью 11-летнего цикла и его энергетической мощностью является следствием влияния квазидвухвекового цикла Солнца [6].

Таким образом, абсолютная среднециклическая энергетическая мощность – средневзвешенная за весь 11-летний цикл величина солнечной постоянной и продолжительность цикла в целом имеют обратную взаимозависимость. Следовательно, последовательное увеличение абсолютной энергетической мощности 11-летних циклов при практически одновременном уменьшении их продолжительности в период фазы роста квазидвухвекового цикла и противоположная картина, наблюдаемая в период фазы спада квазидвухвекового цикла, могут являться некоторым возможным индикатором изменения климата только в пределах этих протяженных фаз квазидвухвекового цикла Солнца [7]. Последовательные изменения продолжительности циклов в целом являются индикатором наступления фазы спада или роста квазидвухвековых изменений мощности генерируемой Солнцем энергии и индикатором грядущего начала соответствующего изменения климата с учетом термической инерции Мирового океана.

Литература

1. SIDC – Solar Influences Data Analysis Center // 2014 <http://sidc.oma.be/sunspot-data/>
2. Fröhlich C. 2012 www.pmodwrc.ch/pmod.php?topic=tsi/composite/SolarConstant
3. Shapiro A.I., Schmutz W., Rozanov E. et al. Astron. Astrophys. 2011; 529: A67.
4. Абдусаматов Х.И. Кинематика и физика небесных тел. 2012. Т. 28, № 2, с. 22–33.
5. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/maxmin.new
http://en.wikipedia.org/wiki/List_of_solar_cycles
6. Абдусаматов Х.И. Кинематика и физика небесных тел, 2007, т. 23, № 3, с. 141–147.
7. Friis-Christensen E., Lassen K. Science. 1991, Vol. 254, pp. 698–700.
8. Абдусаматов Х.И. Глубокий минимум мощности солнечного излучения приведёт к Малому ледниковому периоду. Санкт-Петербург: 2013. – 246 с.
9. Абдусаматов Х.И. Кинематика и физика небесных тел. 2005. Т. 21, № 6, с. 471–477.

ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗА ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО СПЕКТРАМ МОЩНОСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Абраменко В.И.^{1,2}

¹Главная (Пулковская) Обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Big Bear Solar Observatory, USA

POSSIBILITY FOR FLARE FORECAST FROM POWER SPECTRA OF ACTIVE REGIONS' MAGNETIC FIELD

Abramenko, V.I.

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

²Big Bear Solar Observatory, USA

Photospheric plasma is in a state of fully developed turbulence. The effect of turbulence on the magnetic fields is ambivalent. On one hand, any magnetic field concentration tends to be smeared out by turbulent diffusion. On the other hand, turbulent motions tend to sweep the field lines together at convergence points of plasma flow. In inhomogeneous non-stationary MHD turbulence, the spatio-temporal structure of the magnetic field becomes intermittent, and the magnetic power spectrum deviates from the equilibrium Kolmogorov-type spectrum with the slope of $-5/3$. We analyzed magnetic power spectra for a set of active regions (ARs) and report the following results. First, ARs with the $-5/3$ spectrum evolve without catastrophes/strong flares and display a simple magnetic field structure, whereas ARs with steeper spectrum display high flare productivity and complex magnetic field structure. Second, a steep spectrum observed at the early stage of the emergence usually indicates a high flare productivity in future. And third, time fluctuations of the slope are stronger in flaring versus non-flaring ARs. About a day or so before a strong flare, a local maximum in the slope absolute value is observed. The results suggest an existence of energetic connection between the photosphere and chromospheres and can be utilized as a basis for the flare forecast.

Турбулентные движения фотосферной и подфотосферной плазмы, пронизанной магнитными силовыми линиями, являются основным источником энергии для солнечной активности, и в первую очередь, солнечных вспышек в хромосфере и короне. Этот факт дает нам физические основания полагать, что характеристики турбулентного состояния в фотосфере должны быть связаны со вспышечной продуктивностью активных областей (АО).

Для характеристики турбулентного состояния АО в фотосфере был выбран спектр мощности, $E(k)$, магнитного поля, точнее, его наклон α : $E(k) \sim k^{-\alpha}$, где $k = 2\pi/r$ – волновое число, соответствующее пробному линейному масштабу r на магнитограмме [1]. Примеры спектров мощности, вычисленные по магнитограммам двух АО, приведены на рис. 1 слева.

Уровень вспышечной активности группы оценивался с помощью вспышечного индекса A , который характеризует удельную (за сутки)

вспышечную производительность группы [1], определяемую как взвешенную сумму GOES-баллов всех вспышек, случившихся за время прохождения АО по диску. На рис. 1 (слева) пунктирной линией K41 показан классический колмогоровский спектр с наклоном $-5/3$ [2], штриховой линией показан спектр АО 11450 – биполярной области средних размеров с очень низкой активностью ($A = 0.7$, только три вспышки класса C). Сплошной линией показан спектр очень активной АО 11158 ($A = 54$) со сложным магнитным полем и бурной динамикой фотосферных движений. Спектр последней заметно круче. Всего было исследовано несколько сотен спектров для 217-ти АО различной степени вспышечной активности. Результаты показаны на рис. 1 справа. Здесь по горизонтальной оси стоит произведение αW , где $W = \int E(k)dk$ – суммарная по волновым числам магнитная энергия на единицу площади магнитограммы. Как оказалось, именно это произведение дает максимальную корреляцию со вспышечной активностью, и, таким образом, годится в качестве параметра для прогноза последней. Таким образом, АО с крутым спектром и высоким уровнем удельной магнитной энергии имеют большие шансы для мощных вспышек.

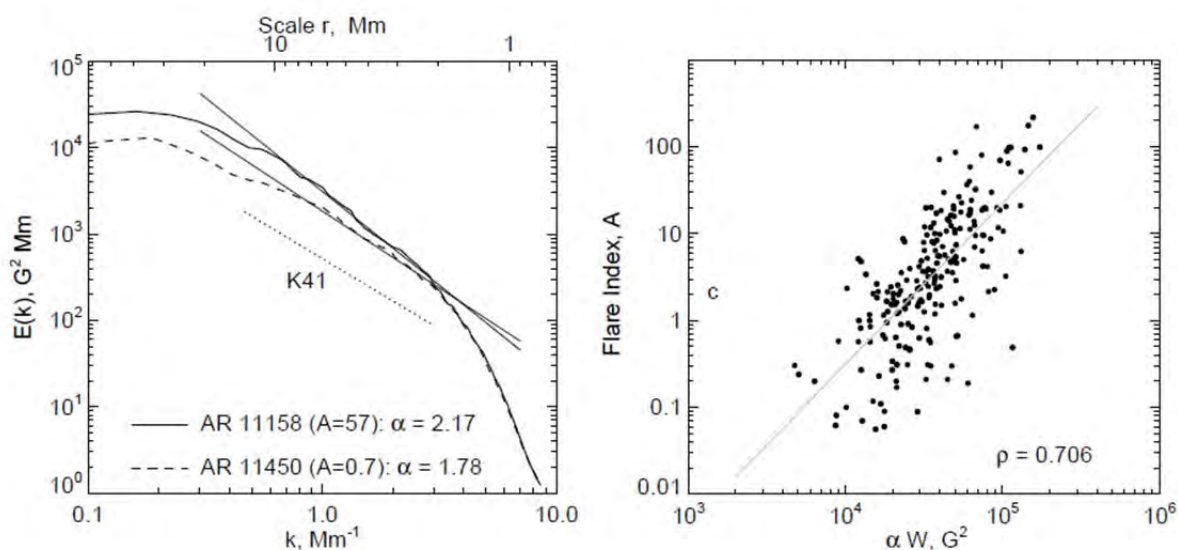


Рис. 1.

Наиболее остро вопрос о будущей вспышечной продуктивности встает для всплывающих АО. В нашем наборе было шесть таких групп, появившихся в восточной части диска, табл. 1. Оказалось, что наклон спектра, вычисленный по первой магнитограмме, т.е. на самой ранней стадии всплывания, в основном сохраняется (с небольшими флуктуациями) в последующие дни. Так, наклон α , полученный по первой магнитограмме (4-я колонка), весьма близок к тому, что вычислен как средний по магнитограммам, полученным в последующие 1–2 дня (последняя колонка). Вспышечный индекс A (вторая колонка) уменьшается по таблице сверху вниз, синхронно с уменьшением α . Таким образом, по наклону спектра на самой

ранней стадии всплывания АО можно прогнозировать уровень ее последующей вспышечной продуктивности.

Таблица 1. Всплывающие АО и их спектральный индекс α .

АО NOAA	Всп. индекс, A	Первая магма, UT	α по первой магме	Среднее α
10375	130.6	6.6.2003,20:26	2.22	2.31
10365	104.4	25.5.2003,10:01	2.23	2.14
10488	91.8	29.10.2003,15:47	2.22	2.22
10030	59.3	15.7.2002,10:54	2.20	2.17
09773	23.4	8.1.2002,20:23	1.94	2.04
09851	0.0	6.3.2002,10:13	1.74	1.74

Изложенный выше анализ спектров отдельных магнитограмм полезен в плане общей оценки вспышечной продуктивности группы: если спектр круче колмогоровского (для которого $\alpha = 5/3$), то группа способна на сильную вспышку, однако совсем ничего нельзя сказать о том, когда вспышка может случиться. Хотя этот вопрос в принципе не имеет однозначного ответа (невозможно предсказать точное время выброса в нелинейной самоорганизующейся системе [3, 4]), тем не менее, он крайне важен в аспекте прогнозирования околоземной космической погоды. Поэтому для семи АО мы проанализировали временные изменения спектрального индекса в течение нескольких дней перед сильной вспышкой, а также после нее.

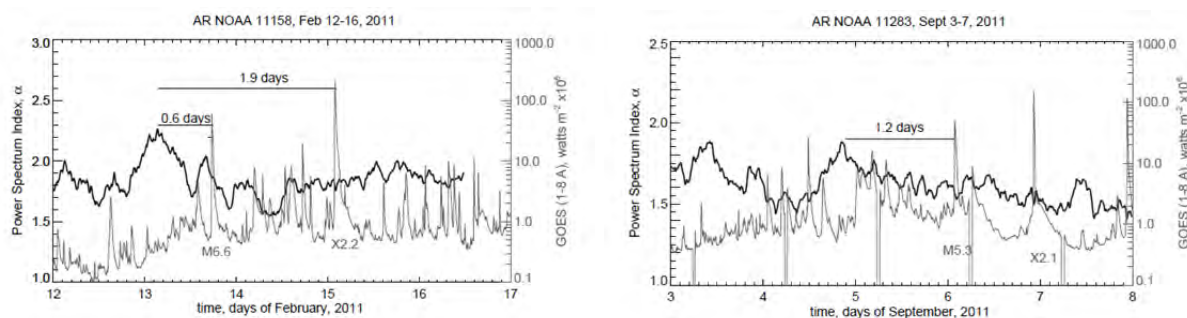


Рис. 2.

На рис. 2 показаны типичные примеры временного поведения индекса α в двух АО высокой вспышечной активности: $A = 43$ (57) в АО 11283 (11158). Индекс α в таких активных группах показывает заметные флуктуации во времени (до 30%). (Отметим, что эти флуктуации намного слабее в спокойных АО, см., например, рис. 7 в [1].) Наблюдается одна интересная особенность этих флуктуаций: за некоторое время до вспышки появляется явно выраженный локальный максимум в поведении α , а сама вспышка происходит обычно на спаде α . Длительность интервала упреждения разная: 0.6, 1.2, 1.9 дня, но наличие такого интервала наблюдалось нами во

всех случаях перед сильной вспышкой (дополнительные примеры можно найти в [1]).

Вышеизложенные результаты свидетельствуют о том, что турбулентное состояние фотосферной плазмы различно в группах с высоким и низким уровнем вспышечной активности. В АО с колмогоровским спектром не бывает сильных вспышек, по-видимому, из-за того, что такой спектр предполагает равновесную эволюцию: количество энергии, вводимое в систему на больших масштабах, равно количеству энергии, диссипируемой на малых масштабах. Передача энергии по спектру постоянна и осуществляется прямым турбулентным каскадом: большие вихри дробятся на мелкие, и еще мельче. Поэтому такая система может эволюционировать без катастроф (т.е. сильных вспышек в нашем случае). Но более крутой, чем колмогоровский, спектр означает режим неоднородной нестационарной турбулентности, когда передача энергии по спектру претерпевает флуктуации и срывы, когда диссипация энергии приобретает перемежаемый характер, и сильные выбросы неизбежны. Так можно интерпретировать физические основы связи турбулентности и вспышечной активности. Кроме этого, полученные выводы можно использовать для прогнозирования космической погоды.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 21 и NASA/NNX11A073G гранта.

Литература

1. *Abramenko, V.I.* // The Astrophysical Journal, 2005. V. **629**. P.1141–1149.
2. *Колмогоров, А.Н.* // Докл. Акад. Наук СССР, 1941. Т. **30**(4). С. 299–303.
3. *Frisch, U.* Turbulence, The Legacy of A.N. Kolmogorov, Cambridge, New York, Melbourne: Cambridge University Press. – 1995. – 296 pp.
4. *Schroeder, M.* Fractals, Chaos, Power Laws. New York: W.H. Freeman and Company. – 2000. 429 pp.

**ДИНАМИКА МИКРОВОЛНОВЫХ ИСТОЧНИКОВ
НАД НЕЙТРАЛЬНОЙ ЛИНИЕЙ И
МАГНИТОГРАФИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН
КАК ПРОГНОСТИЧЕСКИЙ ФАКТОР БОЛЬШИХ ВСПЫШЕК**

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

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

²SAO РАН, Нижний Архыз, Россия

**DYNAMICS OF MICROWAVE NEUTRAL LINE ASSOCIATED
SOURCES AND MAGNETOGRAPHIC PARAMETERS OF SUNSPOTS
AS A PROGNOSTIC FACTOR OF LARGE FLARES**

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

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²SAO RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

We present an investigation of pre-flare phase of five flare-productive active regions (ARs) in the current solar cycle. The main aim of our study is a search of features in microwave radiation and magnetic field characteristics of the ARs, which indicate that a powerful flare is preparing. We used daily multiwavelength spectral-polarization solar observations in the range of 1.65–6.0 cm made with the RATAN-600 radio telescope and data obtained by SDO/HMI. In all cases under investigation we detect appearance and rapid development of compact microwave source above neutral line (NLS) one-two days or few (14–17) hours before the X-class flare. The position of the source coincides with a location of the following flare. The appearance of such source possibly reflects the place in the corona above AR where energy for flaring is stored. The detection of such developing microwave source may be used as a prognostic factor in predicting strong flares.

В первые годы развития солнечной радиоастрономии считалось, что яркие микроволновые источники расположены только над пятнами. Первые свидетельства существования микроволновых источников, проектирующихся на межпятенную область (межпятенные источники (МПИ)), и их связи со вспышками были получены Пулковской группой радиоизлучения Солнца по наблюдениям солнечного затмения 7 марта 1970 г. [1]. Позже источники над нейтральной линией были обнаружены и детально исследованы по наблюдениям на WSRT, РАТАН-600 и NoRH. Была найдена связь между появлением МПИ и началом вспышки, а также было сделано предположение о том, что эти источники могут рассматриваться как прогностический фактор больших вспышек (см. ссылки, приведенные в [2]). В настоящее время общепризнано, что МПИ являются типичной компонентой радиоизлучения развитых активных областей (АО) [3]. МПИ можно разделить на две группы: протяженные и компактные [4]. Интенсивные компактные МПИ, наблюдающиеся во вспышечно-продуктивных АО, называют пекулярными (в англоязычной литературе – neutral line asso-

ciated sources (NLSs)). Основные свойства пекулярных источников таковы: высокие яркостные температуры (до 10 МК на 4 см), большой наклон спектра в диапазоне 2–4 см (спектральный индекс до 9), слабая или умеренная степень поляризации (10–30%) [5].

Однако, несмотря на большое число работ, посвященных МПИ, их физическая природа остается до конца не ясной, и, хотя все авторы отмечают прогностическую роль компактных МПИ, четких прогностических критериев не предложено. Цель нашей работы – продолжение начатых исследований пекулярных источников с использованием новых аппаратурных возможностей с целью изучения их физической природы и разработки методов прогноза больших вспышек.

Для анализа микроволнового излучения АО мы использовали регулярные спектрально-поляризационные многоазимутальные наблюдения Солнца на РАТАН-600 в диапазоне 1.65–6 см (примерно 80 частотных каналов) с регистрацией на новом приемном комплексе СПКВР [6] с 1% спектральным разрешением. Данные наблюдений в различных азимутах с разными позиционными углами позволили более точно определить положение микроволновых источников на оптических изображениях Солнца и магнитограммах.

Для анализа магнитографических параметров по данным *SDO/HMI*, использовался метод, основанный на одновременном анализе магнитограмм и изображений Солнца в континууме, что позволило исключить из рассмотрения слабые магнитные поля [7]. Основные этапы метода: автоматическое выделение пятен на изображениях Солнца в континууме, наложение границ пятен на магнитограммы, вычисление магнитографических характеристик (магнитный поток F , градиент магнитного поля G , положение максимального градиента), сравнение вычисленных параметров с моментами и мощностью вспышек, а также с характеристиками и структурой микроволнового излучения АО.

Для исследования были выбраны 5 АО, в которых вспышка произошла в момент расположения АО на значительном удалении от восточного лимба, чтобы иметь возможность проследить эволюцию радиоизлучения за несколько дней до вспышки: NOAA 11158 (вспышка X2.2, 15 февраля 2011, 01:56 UT), 11166 (X1.5, 9 марта 2011, 23:23 UT), 11263 (X6.9, 9 августа 2011, 08:05 UT), 11283 (X2.1, 6 сентября 2011, 22:20 UT, X1.8, 7 сентября 2011, 22:38 UT), 11520 (X1.4, 12 июля 2012, 16:49 UT). Дополнительно для сравнения была выбрана развитая АО (NOAA 11654), в которой не было вспышек класса X.

Для всех выбранных АО были прослежены изменения структуры и спектров плотностей потоков и яркостных температур соответствующих радиоисточников за 3–6 дней, предшествующих вспышкам, была проанализирована динамика магнитографических характеристик АО за несколько дней до и после вспышек. Кроме того, были сопоставлены положения

МПИ, положения областей максимального градиента магнитного поля и положения вспышек.

На рис. 1 приведены фрагменты одномерных сканов Солнца на нескольких длинах волн сантиметрового диапазона, полученные на РАТАН-600. Длины волн в см указаны в левых частях панелей в порядке расположения сканов в канале интенсивности (параметр Стокса I) (сплошные линии). Штриховыми линиями показаны сканы в канале круговой поляризации (параметр Стокса V) на волне 2.65 см. Вертикальные отрезки в верхних правых частях панелей указывают вертикальный масштаб антенных температур в К. Сканы наложены на магнитограммы, полученные на *SDO/HMI* в моменты наблюдений на РАТАН-600. Буквой N обозначен источник над нейтральной линией, буквой А – пятенный источник. Для всех случаев спектры источников N показали заметно больший наклон по сравнению с источниками А.

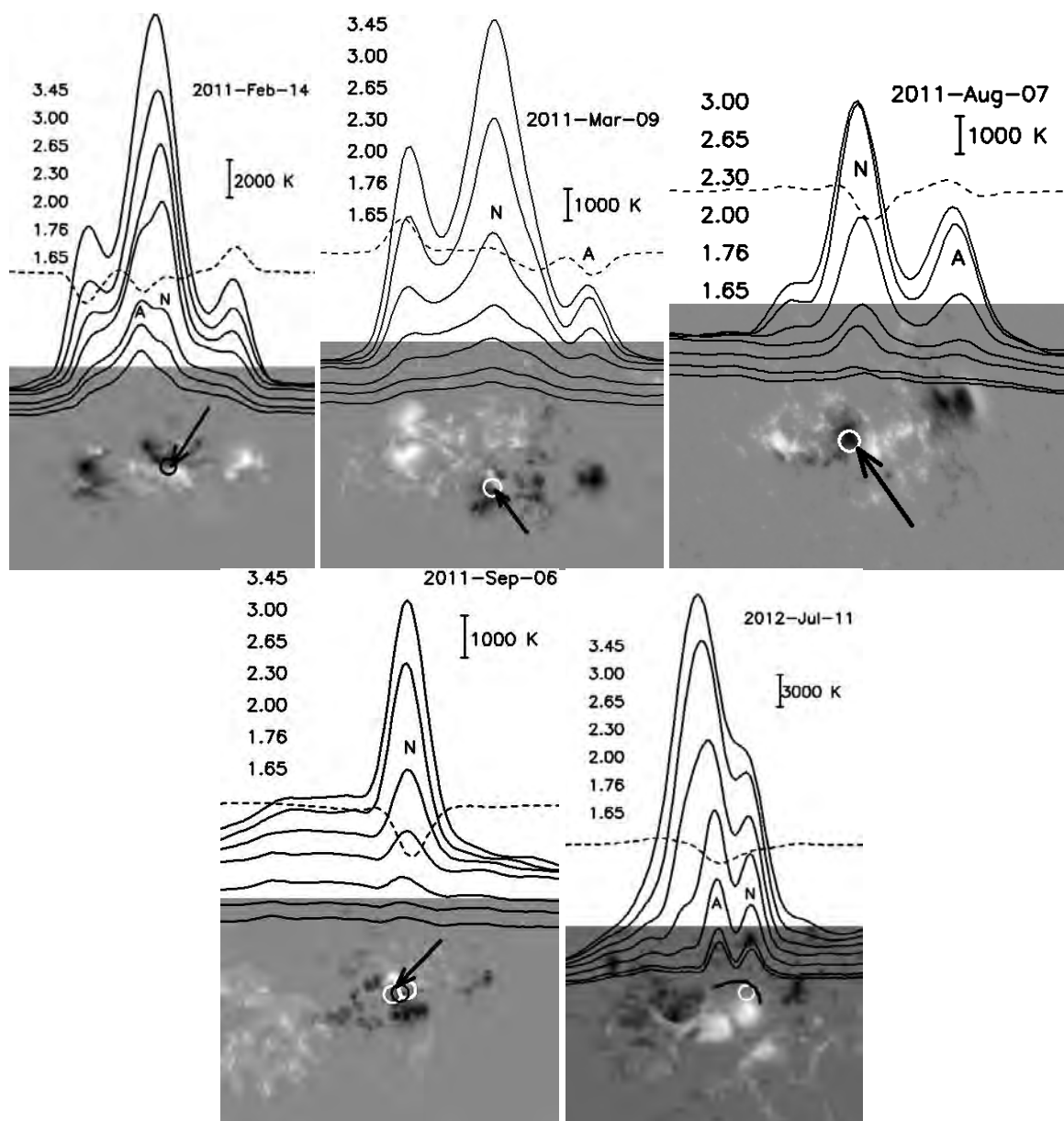


Рис. 1.

Стрелками на магнитограммах указаны места максимального градиента магнитного поля, определенные методом магнитографического анализа. На правой нижней панели черная линия показывает положение волчка по данным ГАС ГАО. Окружностями отмечены положения вспышек, пересчитанные на моменты наблюдений Солнца на РАТАН-600 с учетом дифференциального вращения, с целью сопоставления с положениями МПИ. На левой нижней панели правая белая окружность показывает положение вспышки M5.3 (6 сентября 2011, 01:50 UT), центральная черная окружность – X2.1 (6 сентября 2011, 22:20 UT), левая белая окружность – положение вспышки X1.8 (7 сентября 2011, 22:38 UT). Отметим совпадение положений источника N, места максимального градиента магнитного поля и положение вспышки во всех случаях.

Основные выводы таковы. Во всех рассмотренных случаях было зарегистрировано появление и быстрое развитие компактного микроволнового источника над нейтральной линией магнитного поля за 1–2 дня до вспышки класса X. В большинстве случаев этот источник становился доминирующим в АО перед вспышкой. Во всех случаях положение источника совпало с положением будущей вспышки. В большинстве случаев образование δ -конфигурации предшествовало появлению МПИ. В одном случае (NOAA 11520) δ -конфигурация не образовалась перед вспышкой X-класса. В этой АО только появление и развитие МПИ было зарегистрировано перед вспышкой. В развитой АО, не давшей вспышек X-класса, не было зарегистрировано МПИ. Таким образом, появление и быстрое развитие компактного МПИ может быть использовано при прогнозировании больших вспышек.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 13-02-00714 и 12-02-00614.

Литература

1. Киненес Х.А., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Сантос Х.: 1975, Солнечные данные, № 3, 87.
2. Abramov-Maximov, V.E., Borovik, V.N., Opeikina, L.V., Tlatov, A.G.: 2014, Solar Phys., doi: 10.1007/s11207-014-0605-8.
3. Shibasaki K., Alissandrakis C.E., Pohjolainen S.: 2011, Solar Phys. 273, 309.
4. Bakunina, I.A., Melnikov, V.F., Solov'ev, A.A., Abramov-Maximov, V.E.: 2014, Solar Phys., doi: 10.1007/s11207-014-0614-7.
5. Korzhavin, A.N., Gelfreikh, G.B., Vatrushin, S.M.: 1989, in R.B.Teplitskaya (ed.), "Solar magnetic fields and corona", Proceedings of the XIII Consultation Meeting on Solar Physics, Odessa, 26 September – 2 October, 1988, "Nauka", Siberion division, Novosibirsk, 2, 119.
6. Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А.: 2011, Астрофизич. бюллетень, **66**, N 2, 223.
7. Tlatov, A.G., Vasil'eva, V.V., Makarova, V.V., Otkidychev, P.A.: 2014, Solar Phys. 289, 1403.

ВОЗМОЖНОСТИ СРЕДНЕ-ДОЛГОСРОЧНЫХ ПРОГНОЗОВ ПОГОДЫ С УЧЕТОМ СОЛНЕЧНО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Авакян С.В.^{1,2,3}, Баранова Л.А.⁴

¹*Лаборатория Аэрокосмической физической оптики*

ФГУП ВНИИ «Государственный Оптический Институт им. С.И. Вавилова»

²*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

³*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

⁴*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

POSSIBILITY OF MEDIUM-LONG-TERM WEATHER FORECAST WITH TAKING INTO ACCOUNT SOLAR-GEOMAGNETIC ACTIVITY

Avakyan S.V.^{1,2,3}, Baranova L.A.⁴

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

²*St. Petersburg State Polytechnical University*

³*Central (at Pulkovo) astronomical observatory of RAS*

⁴*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia*

Two possibilities are discussed concerning the use of data on solar-geomagnetic activity for meteorological forecast (cloudiness, temperature and precipitation). The first possibility is consideration of quasicyclic recurrence of large solar flares and geomagnetic storms with periods of 2 – 5-6 years. For the periods shorter than one year the second possibility is taking into account: the negative correlation of total global cloud cover with the number of solar spots and positive correlation with the total solar irradiance (TSI) – the contribution of short wave radiation of faculae fields.

1. Для прогнозов погодно-климатических изменений (облачности, температуры и осадков) предлагается учитывать факторы солнечной и геомагнитной активности. Вклад этих факторов (ионизирующего излучения Солнца и высыпающихся из радиационных поясов электронов) в современное глобальное потепление выявлен нами ранее на основе анализа трендов изменения глобального облачного покрова и радиационного баланса Земли в последние десятилетия – в период прохождения векового максимума в солнечно-геомагнитной активности [1]. Эволюция этого облачного покрова контролируется, согласно радиооптическому трёхступенчатому триггерному механизму солнечно-магнитосферных – погодно-климатических связей [2], микроволновым излучением ионосферы, периодически усиливающимся в периоды солнечных вспышек и мировых магнитных бурь. Такое излучение возникает в спонтанных переходах между уровнями тонкой структуры со сравнительно невысоких (с главными квантовыми числами $n \sim 10$) ридберговских уровней, возбуждаемых во верхнеатмосферных газах ударом энергичных ионосферных электронов – фотоэлектронов и оже-электронов при солнечной вспышке, и вторичных и оже-электронов при корпускулярных высыпаниях во время мировых геомаг-

нитных бурь. Проникая практически свободно в тропосферу, микроволновое (с длинами волн от мм до дм) излучение способствует образованию конденсационно-кластерной дымки, а далее – оптически тонкой облачности, разогревающей приземный воздух. Поэтому высокая солнечно-геомагнитная активность приводит к потеплению.

2. При исследовании корреляции температуры приземного воздуха (в Москве – Ленинграде и в Осло) с числами Вольфа получено, что температура не испытывает колебаний с периодом 11 лет – основным циклом солнечной активности, а вместо этого наблюдаются устойчивые вариации в диапазоне 2–5,5 лет [3, 4]. Однако, в рамках радиооптического трехступенчатого триггерного механизма такой результат вполне понятен: увеличение разогревающей (оптически тонкой) облачности происходит благодаря возросшему потоку микроволн из ионосферы как под действием солнечных вспышек, так и во время магнитных бурь. В 11-летнем цикле имеются по два-три максимума вероятности появления этих вспышек и бурь и они, как правило, не совпадают [5], а между ними имеются временные интервалы от 2-х (для вспышек) до 5–6 (для больших магнитных бурь) лет. В результате, в течение 11 лет происходят два наиболее мощных микроволновых воздействия на содержание водяного пара в тропосфере (с коагуляцией кластеров) – в периоды магнитных бурь и, обычно менее интенсивные – в периоды солнечных вспышек, как правило, в интервалах между максимумами геомагнитных бурь. Этим и объясняется разброс периодов от 2-х до 5,5 лет в температурных максимумах, наблюдаемых в Ленинграде и Москве, а позднее и в Осло. В [4] такие же периоды обнаружены для осадков. Влияние цикличности солнечно-геомагнитной активности на осадки в рамках радиооптического механизма можно связать с учетом эффекта стимулирования осадков из нижележащей облачности при возникновении после вспышек и магнитных бурь оптически тонкой облачности типа перистых облаков, которые могут "засевать" своими кристаллами нижележащие облака и вызывать осадки [6]. Тогда следует констатировать, что по статистике распределения крупных солнечных вспышек и мировых магнитных бурь внутри одиннадцатилетнего цикла активности Солнца можно выявлять вариации в температуре приземного воздуха и интенсивности осадков в интервале квазипериодов 2–5,5 лет.

3. Наш анализ многочисленных работ по изучению реакции на гелиогеофизические возмущения степени распространенности облачного покрова (преимущественно – перистых облаков) показал, что, во-первых, и при солнечных вспышках, и при магнитных бурях количество облачности в общем растёт (а атмосферное давление – падает), во-вторых, эти изменения идут немонотонно, а именно: облачность возрастает до абсолютного максимума в конце первых и до начала третьих суток после момента возникновения вспышки, затем (уже с началом мировой магнитной бури) она спадает на сутки – до начала четвёртых суток, когда снова разрастается в

течение всех четвёртых суток, и только с начала пятых суток (после момента вспышки на Солнце) снова наблюдается уменьшение облачного покрова. В целом, эти вариации сопровождаются и соответствующими изменениями прозрачности земной атмосферы в зоне отсутствия облаков: прозрачность уменьшается (на величину до 5%) во время вспышки и в период магнитной бури, а в первые сутки и через четыре дня после начала бури прозрачность максимальна. В зависимости от мощности вспышек и бурь, возможны сдвиги указанных изменений на 1 сутки.

4. В [1] получено на примере 23-го одиннадцатилетнего цикла активности Солнца, что на временной шкале в несколько месяцев выявляется положительная корреляция между площадью полной облачности и всплесками величины солнечной постоянной (Total Solar Irradiance – TSI) и отрицательная корреляция с числом солнечных пятен.

Статистические данные по продолжительности пятенной и факельной активности Солнца приведены в [7]. Время жизни средней группы пятен – 6 сут., а для больших групп, определяющих изменение солнечной активности – 1,5 месяца. Для большого пятна время уменьшения площади в e -раз примерно 11 сут. Время жизни среднего факела – 15 сут., а время жизни больших факелов, определяющих изменения солнечной активности, – 2,7 месяцев. Приведённые данные о временах релаксации пятенной и факельной структур на Солнце определяют, в рамках предложенного нами способа учета активности Солнца в среднесрочных прогнозах погодно-климатических характеристик, т.е. минимальные – от недели, и те максимальные – до 2,7 месяца, периоды прогнозирования вариаций площади полного облачного покрова, в той части, которая связана с проявлением пятенной (дающей уменьшение площади облачности, что равносильно уменьшению балльности облачности) и факельной (приводящей к приросту балльности облачного покрова) активности Солнца.

5. На основе банка данных по температурным аномалиям, созданным ГУ ВНИИ Гидрометеорологической информации – Мировым центром данных по совокупности измерений всеми метеорологическими станциями Российской Федерации с 1966 г. получены [8], путём обобщения по всем метеостанциям России в широтной зоне 50–70° с.ш. по восьмисрочным (т.е. через каждые три часа) суточным наблюдениям с 1966 года, соотношения между изменениями количества полной облачности (балльности) и температурой в абсолютных значениях по аномалиям. В среднем во всех случаях изменение количества облачности на 0,1 балла сопровождалось изменением температуры приземного воздуха примерно на 0,4–0,5°C.

В отдельные месяцы и пятидневки изменения температуры (в градусах Цельсия), связываемые с вариациями площади облачного покрова (в баллах облачности), оказываются в несколько раз выше, и соответствующие коэффициенты пересчёта можно получать из графиков ВНИИГМИ, см. рис. [8].

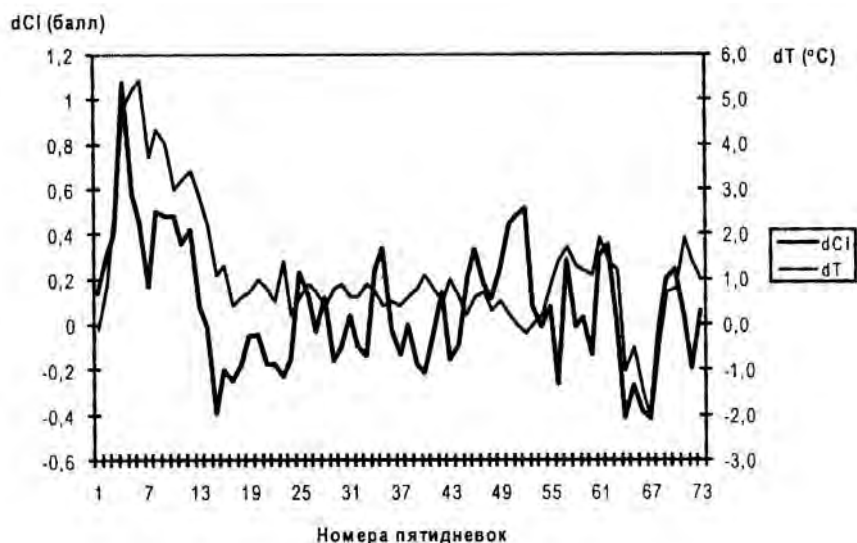


Рис. 1. Годовой ход (по пятидневкам) аномалий температуры воздуха (dT) и полной (общей) облачности (dCl) за 1991–2004 гг. относительно средних за 1966–1990 гг. [8].

6. Итак, в предлагаемом способе среднесрочных (недельно-месячных) прогнозов погодных характеристик, используются в качестве предикторов наиболее известные и надёжно определяемые параметры текущей активности Солнца, а именно число солнечных пятен и всплески солнечной постоянной. Учёт активности Солнца в долгосрочных (на периоды 2 – 5-6 лет) прогнозах основан на статистике распределений внутри одиннадцатилетних циклов как числа появлений мощных солнечных вспышек, так и количества мировых геомагнитных бурь, что также позволяет определять вариации балльности облачного покрова и аномалии температуры приземного воздуха.

Литература

1. Авакян С.В. Роль активности Солнца в глобальном потеплении // Вестник РАН, 2013, Т. 83, № 5, С. 425–436.
2. Авакян С.В. Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрномия. 2008. Т. 48. №4. С.1–8.
3. Колесникова В.Н., Монин А.С. О спектрах микрометеорологических, синоптических и климатических колебаний метеорологических полей // Метеорологические исследования. № 16. М.: Наука. 1968. С. 30–56.
4. Venestad R.E. Solar Activity and Earth's Climate. Springer-Praxis. 2002. 287 p.
5. Авакян С.В., Вдовин А.И., Пустарнаков В.Ф. Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве. Справочник. Санкт-Петербург, Гидрометеиздат, 1994, 501 с.
6. Борисенков Е.П., Базлова Т.А., Ефимова Л.Н. Перистая облачность и ее влияние на атмосферные процессы. Л.: Гидрометеиздат. 1989. 119 с.
7. Аллен К.У. Астрофизические величины. М.: Мир, 1977. С. 265–266.
8. Шерстюков Б.Г. Региональные и сезонные закономерности изменений современного климата. Обнинск, ГУ «ВНИИГМИ-МЦД». 2008. 246 с.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ОТКЛИКА ГЛОБАЛЬНОЙ ОБЛАЧНОСТИ НА ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Авакян С.В.^{1,2,3}, Воронин Н.А.¹, Кавтрев С.С.³

¹ФГУП ВНИИ «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова»,

²Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

³ФГАНУ «Центральный научно-исследовательский и опытно-конструкторский институт робототехники и технической кибернетики», Санкт-Петербург, Россия

Avakyan S.V.^{1,2,3}, Voronin N.A.¹, Kavtrev S.S.²

¹All-Russian Scientific Center “S.I. Vavilov State Optical Institute”

²St. Petersburg State Politechnical University

³Russian State Scientific Center for Robotics and Technical Cybernetics,
St. Petersburg, Russia

Studies of response of global cloudiness to solar forcing is essential for meteorological forecasting. From ISCCP data we have found positive reaction of two types of cloudiness to bursts in total solar irradiance on the month scale. Note that the best correlation with TSI is displayed by upper cloudiness (in 93% cases, with 81% for total cloudiness). This result is consistent with our idea that in the times of solar forcing the upper cloudiness is generated basically as a result of acceleration of water vapour clusterization due to the increase in microwave fluxes from ionosphere (this mechanism was suggested by us previously). Another manifestation of response of parameters of global cloudiness to solar forcing was revealed in trends in total and upper cloudiness. Within 1983–2004, that is near 80% of the total times of the measurements, these trends displayed the same direction, and were consistent with the hypothesis of the prevalence of secular variations in solar-geomagnetic activity at the present stage of global warming. The corresponding parameters of solar-geomagnetic activity are the numbers of large solar flares and the principal geomagnetic storms accompanied with the increase in fluxes of ionizing radiation (from Sun) and corpuscles resulting in supplementary microwave emission from terrestrial ionosphere.

1. В работе исследовано влияние на облакообразование в глобальном масштабе всплесков величины солнечной постоянной (TSI). Наиболее высокая положительная корреляция получена для верхней облачности (ВО) при месячных усреднениях – (в 93% случаев), а для полной облачности (ПО) – коэффициент корреляции меньше – (81%), рис. 1. За 1983–2009 гг. обнаруживается 32 случая совпадений максимумов всех трёх параметров: TSI, ПО и ВО, 8 случаев для TSI и ВО и 3 случая для TSI с ПО, но нет значимой корреляции с нижней облачностью и только 50% совпадение в случае средней облачности [1]. Итак, действительно именно ВО даёт наибольший вклад в корреляцию между TSI и ПО, и это хорошо согласуется с введённым в ВНИИ ГОИ ранее радиооптическим механизмом солнечно-атмосферных связей. В нём определяющим является вклад ионосферного микроволнового излучения в образование конденсационно-

кластерной дымки в тропосфере, развивающейся далее в оптически тонкую, как правило, верхнюю (перистую) облачность.

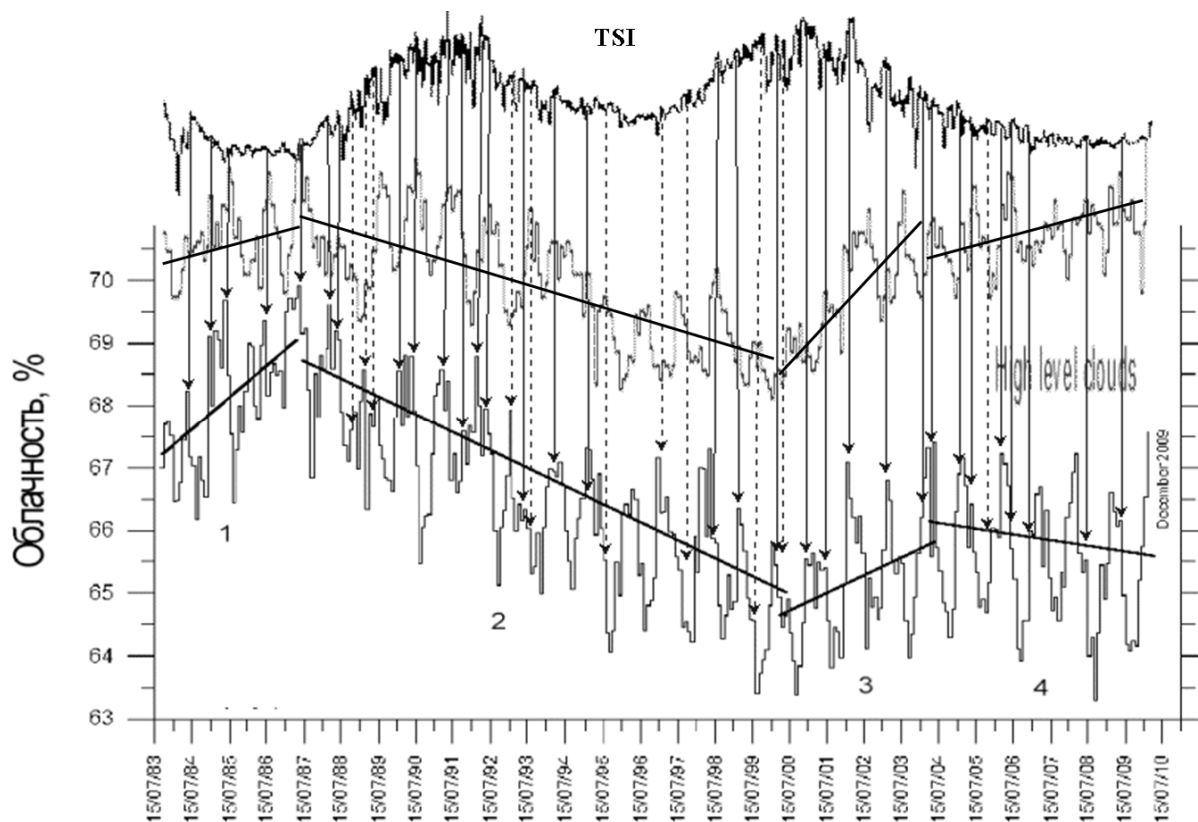


Рис. 1. Изменение глобальной полной (внизу) и верхней облачности по данным эксперимента ISCCP/GISS/NASA (месячное усреднение); TSI – ход солнечной постоянной.

2. Сопоставление данных о характере и величине трендов в ПО и ВО показало, что каждый раз изменение хода этой направленности согласуется с гипотезой о преобладающем влиянии на этапе современного глобального потепления именно вековых вариаций солнечно-геомагнитной активности. Это наиболее отчетливо видно на рис. 1, где приведены тренды для ПО и ВО: (1) период до 1885/87 гг., когда был рост как солнечной, так и геомагнитной активности в вековом цикле; (2) период с 1887 по 2000 г., когда падала солнечная активность; (3) с 2000 г. по 2003 г., когда геомагнитная активность продолжала расти с 19-го века до абсолютного максимума в 2003 г.; (4) новый спад с начала 2004 г. в связи с общим падением солнечно-геомагнитной активности в текущем вековом цикле.

Для верхнего яруса облачности первые три тренда такие же, а с начала 2004 г. спада не обнаруживается, а, наоборот, регистрируется подъём, который мы связываем с уже зарегистрированным возрастанием потока космических лучей, вплоть до максимального значения в сентябре 2009 г.

Результат этого раздела о наличии доказательств контроля размеров глобальной облачности уровнем солнечно-геомагнитной активности в те десятилетия, когда наблюдался максимум текущего векового цикла, уси-

ливаает вывод [2] о роли активности Солнца, как естественном источнике современного этапа глобального потепления.

3. Исследована связь распространенности облачности различных ярусов и величины содержания водяных паров (СВП) в столбе атмосферы [1]. При сопоставлении вариации СВП с ВО корреляция проявляется в 62% случаев. Очевидно, что здесь идет кластеризация паров воды, но существенный вклад также дает ионообразование под действием космических лучей, поскольку скорость такой ионизации достигает существенных значений, начиная именно с данной зоны высот. Что касается полного СВП и средней облачности (СО), то их величины практически полностью антикоррелируют, т.е. генерация СО идет через кластеризацию паров воды. Такая ситуация аналогична установленной в этом исследовании обратной зависимости между трендами в облачности (как ПО, так и ВО) и содержанием паров воды в столбе атмосферы, рис. 1–3. Для корреляции СВП с нижней облачностью (НО) получено, что хотя в 86% случаев их *min* совпадают, но максимум НО обычно несколько опережает максимум СВП. Повидимому, здесь проявляется наложение эффекта, известного из результатов модельного расчёта, когда, при увеличении облачности верхнего яруса, НО уменьшается из-за ослабления нисходящих вертикальных движений [3]. Это как раз приводит к более раннему проявлению максимума в НО в 88% случаев. Следовательно, этот процесс прямо не связан с кластеризацией паров воды и его нельзя также отнести к контролируемым непосредственно уровнем активности Солнца.

4. Получен коэффициент корреляции 0,765 во временном ходе СВП на высоте 1600 м (на Тянь-Шане в Киргизии) и на высоте 500 м в США (Техас), рис. 2, 3, в интервале синхронных измерений с 1990 по 2005 гг., а также аналогия в антикорреляции их трендов и трендов облачности, рис. 1.

5. В [4] обращается внимание на поразительное несоответствие обнаруженного в эксперименте ISCCP уменьшения глобальной облачности при одновременном повышении температуры поверхности океана (сопровождающимся увеличением испарения с водной поверхности), существующим представлениям о механизмах образования облаков. Полученные нами результаты дают основание считать величину СВП второстепенным фактором в процессах облакообразования, а вариации величины уровня солнечно-геомагнитной активности (и потока микроволн из ионосферы, важного регулятора конденсационно-кластерного процесса в тропосфере (в рамках разработанного нами ранее в ГОИ радиооптического механизма солнечно-погодных связей)) – основной причиной эволюции облачного покрова в глобальном масштабе. Это также подтверждает идею о превалировании солнечно-геомагнитной активности в контроле конденсационно-кластерного механизма облакообразования, а далее и в управлении погодноклиматическими характеристиками [2].

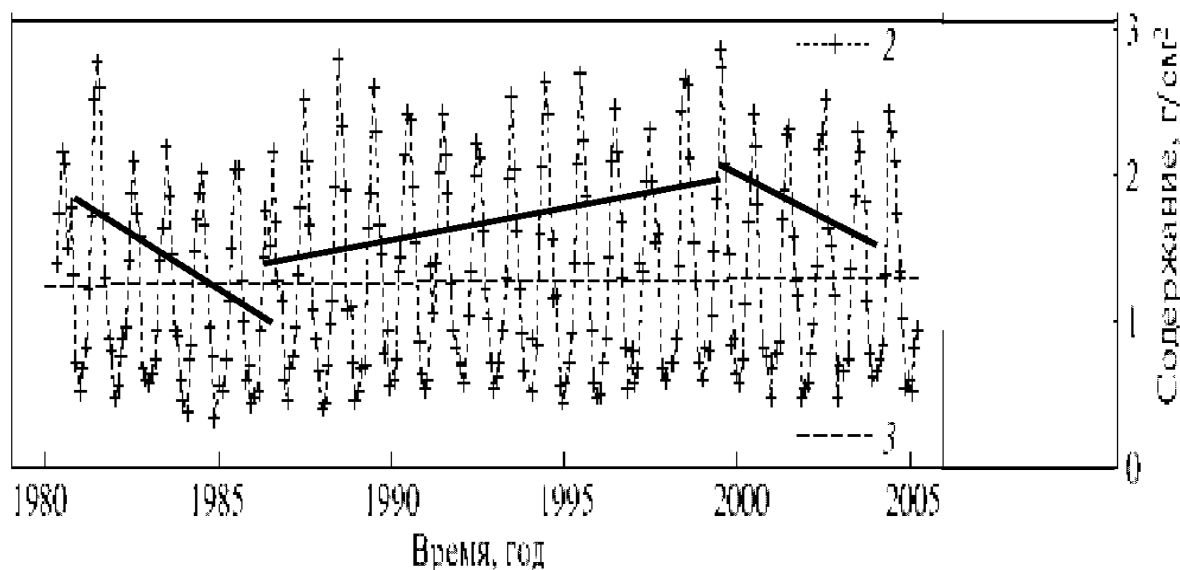


Рис. 2. График временного хода и трендов СВП, измеренного на Тянь-Шане (Киргизия) [1].

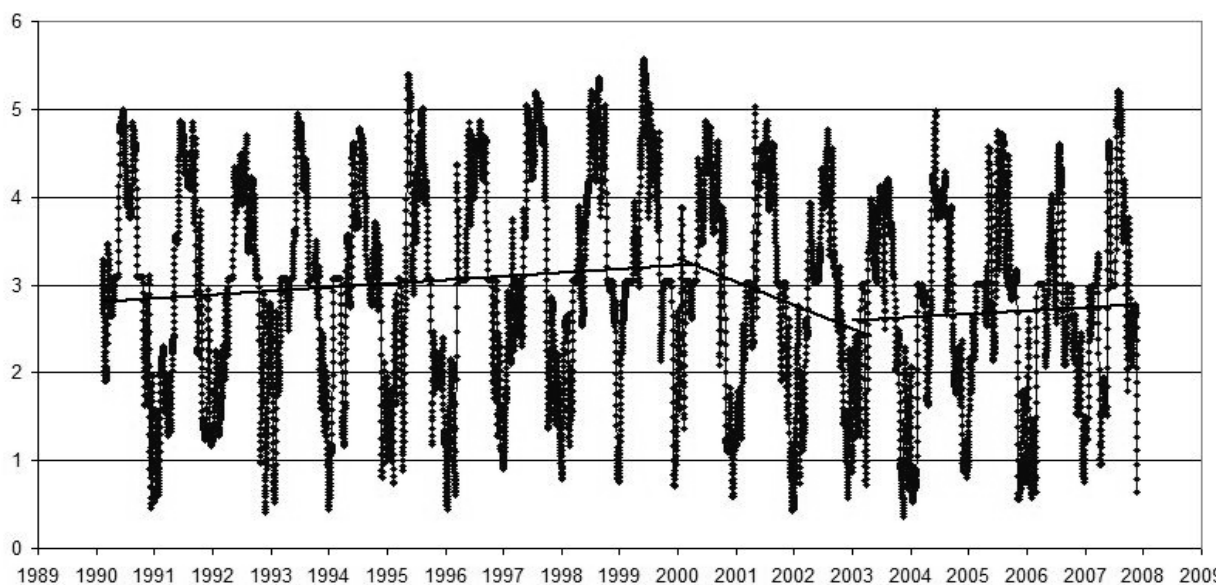


Рис. 3. График временного хода и трендов СВП, измеренного в Техасе (США) [1].

Литература

1. Avakyan, S.V., Voronin, N.A., Kavtrev, S.S. Correlation of global cloudiness with the bursts in total solar irradiance // Proceedings of the X International Conference «Problems of Geocosmos», 6–10 Oct. 2014, St.-Petersburg, 2014.
2. Авакян С.В. Роль активности Солнца в глобальном потеплении // Вестник РАН. 2013. Т. 83. № 5. С. 425–436; Herald of the RAS. 2013. № 3. Р. 275–285.
3. Борисенков Е.П., Базлова Т.А., Ефимова Л.Н. Перистая облачность и её влияние на атмосферные процессы. – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 119 с.
4. Покровский О.М. Климатология облачности по результатам международного спутникового проекта // Тр. ГГО. 2012. № 565. С.115–131.

ОТКЛИК АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ ВОЗДУХА НА СОЛНЕЧНЫЕ СОБЫТИЯ В ОКТЯБРЕ 2003 ГОДА

Авакян С.В.^{1,2}, Воронин Н.А.¹, Никольский Г.А.³

¹*ФГУП Всероссийский научный центр*

"Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова"

²*Санкт-Петербургский государственный политехнический университет*

³*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

THE RESPONSE OF ATMOSPHERIC PRESSURE AND AIR TEMPERATURE TO SOLAR EVENTS IN OCTOBER, 2003

Avakyan S.V.^{1,2}, Voronin N.A.¹, Nikol'sky G.A.³

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

²*St. Petersburg State Politechnical University*

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

We set the problem of search for effects of solar flares and magnetic storms in variations of basic weather parameters: air temperature T and pressure P . We compare this data obtained at the mountain solar observatory near Kislovodsk (2100 m) and solar X-rays flares and principal magnetic storms in October, 2003. We basically observed the decrease of P (9 cases, or 82%) for medium- and high-intensity X-ray flares of the type M more 4. Also, we observed the increase T (16 cases, or 84%) after the principal magnetic storms ($K_p > 5$). Thereby, we have proven manifestation of flares and magnetic storms in variations of meteorological parameters (T and P) at the height of 2100 meters.

Сопоставляются величины метеорологических параметров на высокогорной станции (на высоте 2100 м) с патрульными данными по мощным эффектам солнечно-геомагнитных возмущений. На рис. 1 приведены изменения приземного давления P и температуры воздуха T по трехчасовым данным метеостанции Шаджатмас (вблизи Кисловодска) для октября 2003. Уже с 16 октября под воздействием повышения только геомагнитной активности, а с 19 октября и вспышечной активности Солнца, начинается деструкция естественного термобарического соотношения в воздушной массе над станцией.

Учитываются вариации параметров наиболее известных характеристик солнечно-геомагнитной активности (потока мягкого рентгеновского излучения Солнца и величины K_p -индекса магнитной активности). Изменения P на высоте 2100 м при воздействии солнечных вспышек (групп вспышек) полностью соответствуют экспериментальным данным [1], где обнаружено, по измерениям на высокогорной станции Юнгфрауйох (3475 м), два факта: вспышка вызывает уменьшение атмосферного давления, а Форбуш эффект падения интенсивности всенаправленного потока галактических космических лучей (ГКЛ) в окрестности Земли приводит к росту P . Что касается эффекта Форбуша, то он, причём аномально сильный, в рас-

смаатриваемый период наблюдался один раз, с начала суток 29 октября с максимумом в 14–16 часов (UT), и закончился к началу суток 30 октября, сопровождаясь (рис. 1) резким всплеском атмосферного давления P . Такая сильная выраженность пика давления связана, по-видимому, с вкладом двух мощных событий прибытия к земной поверхности потока солнечных космических лучей (СКЛ): 28 октября в 12–20 UT и 29 октября в 00–03 UT. События СКЛ способны воздействовать на тропосферу также, как и солнечные коротковолновые (рентгеновские) вспышки [2], увеличивая полную облачность, а значит, как правило, приводить к спаду давления P . Эти два события действительно сопровождались резкими спадами P в конце суток 28 и 29 октября. Согласно [3], при Форбуш эффекте уменьшается количество перистых облаков, а известно [4], что, при появлении таких облаков (они генерируются после солнечных вспышек и геомагнитных бурь и являются, как правило, разогревающими), уменьшается как давление на 5–6 гПа, так и одновременно идёт небольшой рост температуры воздуха. Т.о., в период Форбуш эффекта следует ожидать уменьшения температуры воздуха, что и наблюдалось (до достижения уровня абсолютного температурного минимума за весь октябрь 2003 г.), см. рис. 1.

Сравним картину появления рентгеновских солнечных вспышек (по данным КА GOES – нижняя кривая на рис. 1) с вариациями величины давления P . Учитываем только вспышки средней и высокой интенсивности (класса M больше 4). Оказалось, что почти для всех мощных вспышек наблюдались спады давления (9 случаев – 82%) и лишь два раза – подъём, после вспышек класса (X17.2) и (X10.0) – в величине давления P . Теперь рассмотрим случаи, когда были сильные геомагнитные возмущения (мировые магнитные бури с планетарным индексом геомагнитной активности $K_p = 5$ и более). Согласно нашему радиооптическому механизму, буря в тропосфере действует так же, как и вспышка, за счёт усиления ионосферного потока микроволн, и, соответственно, сопровождается увеличением облачности, причём первоначально преимущественно перистой – разогревающей. Это хорошо проявилось в увеличениях температуры воздуха, рис. 1, в 16 случаях из 19 буревых событий (84%).

В целом, со второй половины октября антициклон начал разрушаться под влиянием воздействия сильной солнечно-геомагнитной активности, и это разрушение сперва обуславливалось одиночным влиянием геомагнитных возмущений (магнитных бурь), хотя абсолютный минимум в давлении и температуре был достигнут на фоне самой мощной (X17.2) вспышки на Солнце 28 октября, в большой мере за счёт наложения воздействий уникальных для всего этого года явлений – двух событий СКЛ (с регистрацией потока солнечных протонов на земной поверхности) и самого мощного за год Форбуш понижения галактических космических лучей (которые в ординарных случаях вызывают только рост давления [6]).

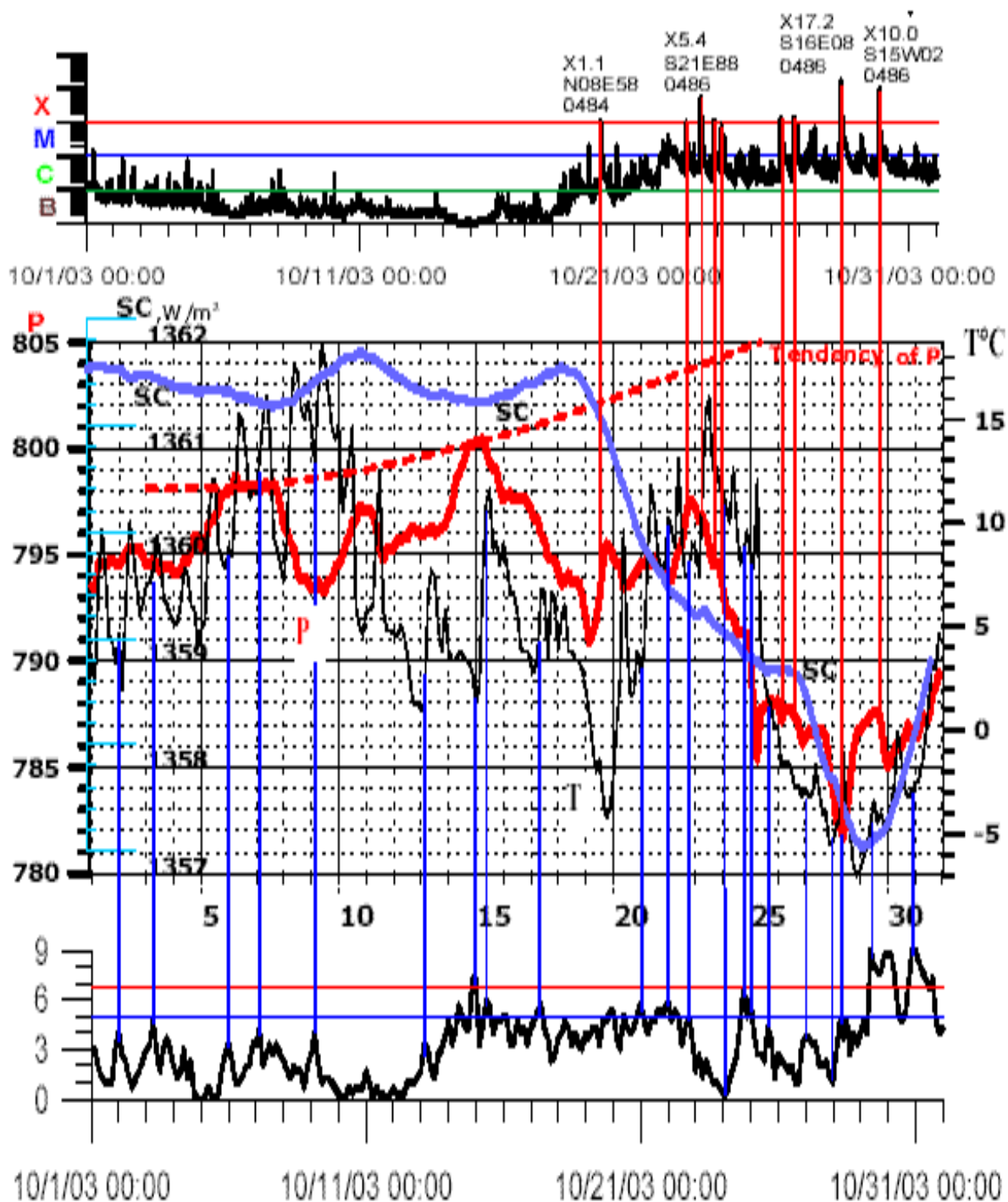


Рис. 1. Изменения приземного давления P и температуры воздуха T представлены по трехчасовым данным метеостанции Шаджатмас для октября 2003 года.

Следует отметить, что солнечные космические лучи оказывают значительное влияние на поведение глобальной облачности на месячной шкале. На рис. 2 показаны случаи солнечных протонных событий, зафиксированных нейтронными мониторами на земной поверхности [5], после которых, как правило (в 82% случаев) увеличивается количество полной облачности. Это влияние требует дальнейшего анализа и исследования, с учетом временной задержки после проникновения СКЛ через полярную шапку, а

также их связей с характеристиками солнечной вспышки – баллом в оптическом диапазоне и классом в рентгеновском.

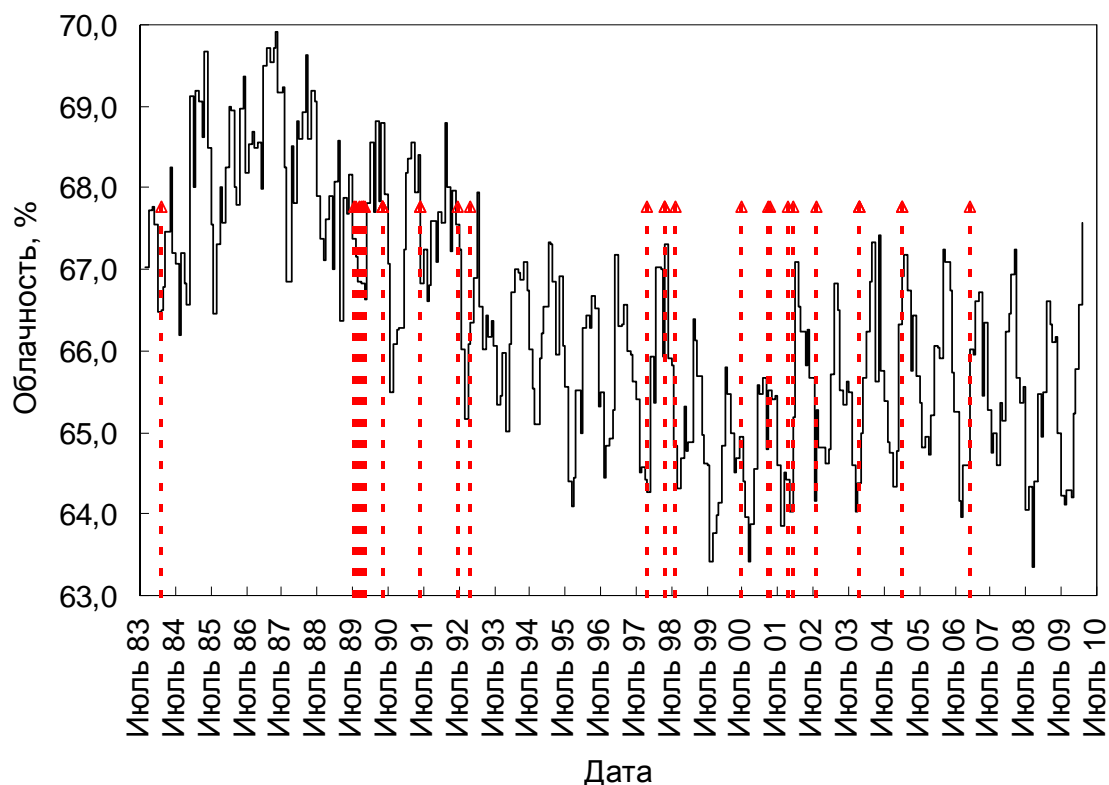


Рис. 2. Изменение глобальной облачности по данным спутников. Вертикальными стрелками показаны известные солнечные протонные события (Ground Level Events).

Литература

1. Богданов М.Б., Сурков А.Н., Федоренко А.В. Влияние космических лучей на атмосферное давление в высокогорных условиях. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2006. Т. 46. № 2. С. 268–274.
2. Веретенко С.В., Пудовкин М.И. Вариации общей облачности в ходе всплесков солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэронавигация. 1996. Т. 36. № 1. С. 153–156.
3. Веретенко С.В., Пудовкин М.И. Эффекты Форбуш понижений галактических космических лучей в вариациях общей облачности // Геомагнетизм и аэронавигация. 1994. Т. 34. № 4. С. 38–44.
4. Борисенков Е.П., Базлова Т.А., Ефимова Л.Н. Перистая облачность и ее влияние на атмосферные процессы. – Л.: Гидрометеиздат, 1989. – 119 с.
5. Miroshnichenko L.I., Perez-Peraza J.A. Astrophysical aspects in the studies of solar cosmic rays // Int. J. of Modern Physics A. 2008. V. 23. No 1. P. 1–141.

МАГНИТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Алексеева И.В., Ким И.С.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

email: ialexeeva@rambler.ru

MAGNETIC PARAMETERS OF PROMINENCES

Alexeeva I.V. and Kim I.S.

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

The distributions of the measured longitudinal magnetic field strength, B_{\parallel} , and maximum height observed, h , in prominences are presented. Typical values of B_{\parallel} and h are found for the stable and activated stages of evolution of prominences.

1. Введение

Измерения магнитных полей в верхней атмосфере Солнца (хромосфера, протуберанцы, корона), где зеемановское расщепление на 2–3 порядка превосходит ширину линии, остаются технически сложными. Ниже представлен анализ измерений на магнитографе Г.М. Никольского [Den et al. 1976, Nikolsky et al. 1982; Степанов 1989; Клепиков 1990]: питающая оптика – 50-см коронограф ИЗМИРАН-ГАО, диспергирующий элемент – «интерферометр Фабри-Перо + интерференционный фильтр», анализатор круговой поляризации – «кристалл ниобата лития + поляроид», магнитное «разрешение» (диаметр диафрагмы магнитографа) – 8", регистрация I и V профилей Стокса, лучевых скоростей и изображений с угловым разрешением 1", компенсация инструментальной линейной и круговой поляризации, точность измерений B_{\parallel} – 3–5 Гс. Эффекты проекции, незнание трехмерной структуры, возможное наличие магнитных структур размером $< 1''$ усложняют выяснение реальной магнитной структуры. В таких случаях для определения усредненных значений B_{\parallel} и максимальной наблюдаемой высоты h , отсчитываемой от фотосферы, для различных типов протуберанцев целесообразно применять статистический анализ. Предварительный анализ 145 протуберанцев 1975–1985 гг. представлен в [Kim 2000], для протуберанцев 1975–1990 гг. в [Alexeeva and Kim 2013]. Ниже представлен уточненный анализ для протуберанцев 1975–1990 гг.

2. Гистограммы B_{\parallel} и h

Прямые измерения магнитных полей в протуберанцах на $h < 15''$ практически отсутствуют вследствие значительного возрастания шума при приближении к лимбу Солнца [Kim et al. 2013]. К прямым методам, как правило, относят анализ эффектов Зеемана и Ханле. Анализ эффекта Ханле, подразумевающий регистрацию линейной поляризации (параметры

Стокса I, Q и U) и знание механизма излучения, возможен с высот $> 15\text{--}20''$ и, при определенных обстоятельствах, допускает определение вектора поля [Vomnier et al. 1994]. Анализ эффекта Зеемана подразумевает регистрацию круговой поляризации (параметры Стокса I и V), позволяет приблизиться к лимбу (при измерениях на магнитографе Г.М. Никольского до высот $h = 5\text{--}9''$) и предоставляет информацию о продольном магнитном поле, B_{\parallel} . Уровень фотосферы определялся по H α -фильтрограмме, полученной с «выпущенным» лимбом Солнца. Расстояние от проекции оптической оси системы «магнитограф – коронограф» в плоскости неба до измеряемой «точки» изображения не превышало $25''$.

Условно протуберанцы были разделены на 3 группы. Селекция проводилась по следующим критериям. К спокойным протуберанцам (QP) были отнесены объекты с тонкой вертикальной структурой, удаленные от активных областей (АО), уверенно трассирующие линии раздела полярности на синоптических картах крупномасштабного магнитного поля Солнца, без изменения h в течение 1–2 часов. К активированным спокойным протуберанцам (AQ) отнесены спокойные протуберанцы с быстро (в течение часа) увеличивающейся высотой. К волокнам активных областей (ARF – active region filaments) были отнесены объекты над АО, наблюдаемые над лимбом как арочные структуры с движением вещества от одного основания арки к другому. Такие протуберанцы наблюдаются на диске на H α -фильтрограммах как изящные темные волокна в АО. Немногочисленные измерения B_{\parallel} в выбросах, послевспышенных петлях, спреях из данного анализа исключены.

2.1. Распределение по величине продольного магнитного поля

Для получения усредненного значения продольного магнитного поля для каждого протуберанца (B_{\parallel}) измерения проводились в 3–15 «точках», причем в каждой точке измерения проводились, как минимум, трижды. На рис. 1 (слева) представлены гистограммы распределения по B_{\parallel} . Верхняя часть представляет распределение для 312 протуберанцев: 159 QP, 36 AQ и 117 ARF. Ось y (количество протуберанцев) показана как в % от общего числа (слева), так и в абсолютных величинах (справа). Асимметрия и относительно длинный хвост свидетельствуют о мультимодальности распределения с заметным пиком на 5–20 Гс. B_{\parallel} изменяется 0 до 65 Гс.

Распределение для 159 QP является одномодальным, B_{\parallel} изменяется в диапазоне 5–25 Гс. Асимметричный максимум на 5–15 Гс характеризует стадию устойчивости спокойных протуберанцев.

Распределение для 36 AQ имеет максимумы B_{\parallel} на 10–15 Гс (начальная стадия активации), на 25–35 Гс и широкий максимум на ≈ 50 Гс.

Распределение для 117 ARF является бимодальным, B_{\parallel} изменяется в диапазоне 5–40 Гс, максимумы B_{\parallel} на 10–15 Гс и 30–35 Гс характеризуют стадию относительной устойчивости.

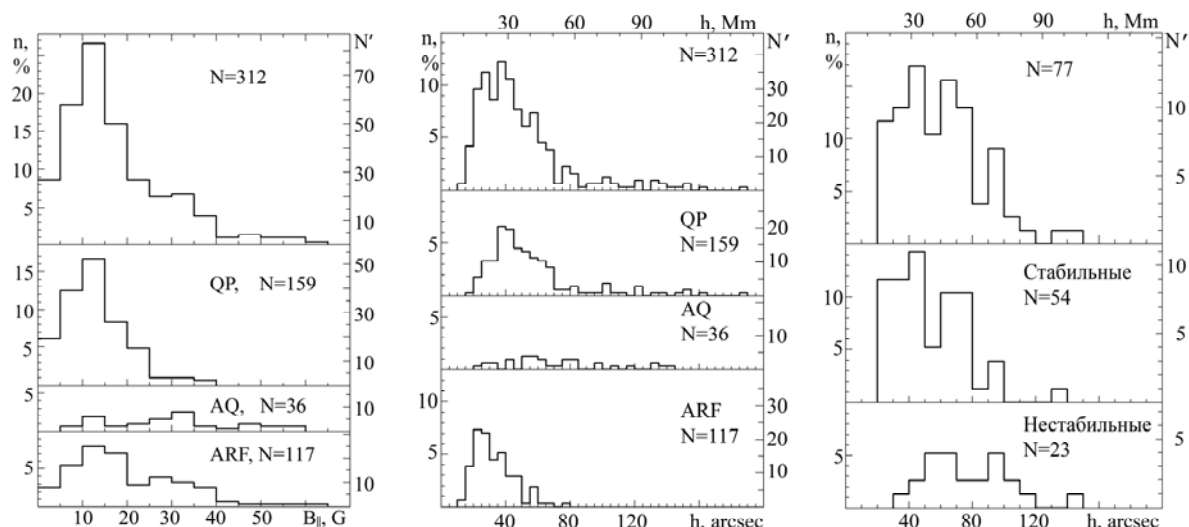


Рис. 1. Распределение протуберанцев по $B_{||}$ (слева), h (в центре) и h по данным *Filippov and Zagnetko* [2008] (справа).

2.2. Распределение по высоте

Насколько нам известно, Леруа и др. [Leroy et al. 1984] первыми характеризовали максимальную наблюдаемую высоту протуберанцев как “магнитный” параметр. Позднее Макаров и др. [1992] предположили, что высота протуберанцев определяет величину фонового магнитного поля. Филиппов и Загнетко [Filippov and Zagnetko 2008], используя наблюдения волокон и фотосферного магнитного поля на диске, показали, что волокна с высотами ниже критических значений являются долгоживущими, в то время как эруптивные волокна характеризуются значением высот вблизи критических. Точность определения высоты составляла $\approx 10''$.

Для построения распределения по высоте по нашим измерениям (рис. 1, центр) использовались фильтрограммы, полученные на магнитографе Г.М. Никольского. Точность определения высоты составляла $2.5\text{--}3''$, поэтому распределения построены с шагом $5''$. Ось x на центральной части рис. 1 показана в угловых секундах и в Мм. Верхняя гистограмма (все протуберанцы) имеет максимумы на $20\text{--}30''$ и $35\text{--}45''$. Распределение для 159 QP является одномодальным с максимумом, центрированным на $40''$, который характеризует стадию устойчивости. Высоты 36 AQ изменяются в диапазоне $20\text{--}145''$, соответствуют различным стадиям активации и концентрируются вблизи среднего значения $h = 60\text{--}70''$ ($\approx 40\text{--}50$ Мм). Одномодальное распределение для 117 ARF имеет максимум на $20\text{--}30''$.

На рис. 1 справа показано распределение волокон по h , построенное нами по точкам на рис. 4 статьи [Filippov V., Zagnetko A. 2008]. Вверху – распределение для 77 волокон, ниже – отдельные распределения для 54 стабильных и 23 нестабильных. Устойчивые волокна характеризуются высотами $\approx 40''$ и $\approx 70''$. Наблюдаются заметные пики на $30\text{--}35$ Мм и $43\text{--}60$ Мм. Высоты неустойчивых (эруптивных) протуберанцев изменяются в

диапазоне 30–150", среднее значение составляет 70" (≈ 50 Мм), что согласуется с нашими данными.

3. Выводы

Вышеизложенное позволяет определить характерные значения B_{\parallel} и h , типичные для различных протуберанцев:

В спокойных протуберанцах продольное магнитное поле изменяется в диапазоне 5–25 Гс. Значения $B_{\parallel} = 5–15$ Гс и $h = 40''$ характеризуют стадию устойчивости. Известно, что в спокойных протуберанцах вектор магнитного поля лежит в горизонтальной плоскости, а угол между длинной осью волокна и вектором поля $< 25^{\circ}$. Поэтому измеренные значения B_{\parallel} близки к фактическим значениям магнитного поля.

Активированные спокойные протуберанцы характеризуются быстрым изменением высоты, значениями B_{\parallel} , изменяющимися в диапазоне 5–60 Гс. Широкие максимумы, центрированные на 30–35 Гс и 50 Гс, и $h = 70''$ (≈ 50 Мм), по-видимому, характерны для нестабильного состояния перед возможной эрупцией.

В волокнах активных областей (ARF) при наблюдениях над лимбом B_{\parallel} изменяется в диапазоне 5–40 Гс, максимумы B_{\parallel} на 10–15 Гс и 30–35 Гс и $h = 20–30''$ характеризуют стадию их относительной устойчивости. До настоящего времени вопрос об ориентации вектора поля в ARF остается нерешенным. Поэтому измеренные B_{\parallel} соответствуют минимальным значениям фактического поля.

Возможная корреляция полученных распределений от гелиошироты в данной работе не рассматривалась.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-02-01225.

Литература

- Клепиков В.Ю. 1990, Кандидатская диссертация, ИЗМИРАН, Троицк.
Макаров В.И., Тавастшерна К.С., Давыдова Е.И., Сивараман К.Р. 1992, Солнечные данные, № 3, с. 90.
Степанов А.И. 1989, Кандидатская диссертация, ИЗМИРАН, Троицк.
Alexeeva I.V., Kim I.S. 2013, Proceedings IAU Symp. No 300, 391.
Bommier, V., Leroy, J.L. and Sahal-Brechot, S. 1994, Solar Phys., **154**, 231.
Den O En, Kim I.S., Nikolsky G.M. 1977, Solar Phys. **52**, 35.
Filippov, B., Zagnetko A. 2008, Journal of Atm. and Solar-Terrestrial Phys., **70**, 614.
Kim I.S., Alexeeva I.V., Bugaenko O.I., Popov V.V., Suyunova E.Z. 2013, Solar Phys. **288**, 651. doi 10.1007/s11207-013-0419-0.
Leroy, J.-L., Bommier, V., & Sahal-Breshot, S. 1984, Astron. Astrophys., **131**, 33.
Nikolsky, G.M., Kim, I.S., & Koutchmy, S. 1982, Solar Phys., **81**, 81.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ МЕДЛЕННЫХ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В КОРОНАЛЬНЫХ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУКТУРАХ

Афанасьев А.Н.¹, Накаряков В.М.^{2,3}

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Университет Уорика, Ковентри, Великобритания*

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

PROPAGATION OF NONLINEAR SLOW-MODE MHD WAVES IN CORONAL PLASMA STRUCTURES

Afanasyev A.N.¹, Nakariakov V.M.^{2,3}

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*University of Warwick, Coventry, UK*

³*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia*

Propagating longitudinal waves observed in coronal plasma structures are interpreted as slow-mode MHD waves. However, they are often described as pure acoustic waves in unbounded media. We consider the effects that appear due to the magnetic nature of the waves as well as due to the waveguiding conditions in the coronal plasma structures along with the effects of nonlinearity of waves and dissipation in the plasma. We derive the Burgers-type evolutionary equation for tube waves in a uniform plasma cylinder. In comparison with the plane acoustic wave case, the formation of shock fronts in tube waves is found to occur at a larger distance from the source. Besides, tube waves experience stronger damping. These effects are most pronounced in plasmas with the parameter beta about or greater than unity. In a low-beta plasma, the evolution of tube waves can satisfactorily be described with the Burgers equation for plane acoustic waves.

Наблюдаемые в крайнем ультрафиолетовом диапазоне квазипродольные волны в корональных магнитных петлях, перьевых и веерных структурах интерпретируются как возмущения медленной магнитозвуковой (ММЗ) природы [1]. Впервые такие возмущения, зарегистрированные на SOHO, были проинтерпретированы как ММЗ волны в работах Офмана и Накарякова [2, 3]. Однако их аналитические модели были построены для вырожденного случая распространения волн строго вдоль магнитного поля, поэтому в них рассматривались обычные звуковые волны без возмущения магнитного поля. В последующем многие авторы, анализируя затухание волн, также рассматривали аналогичный упрощенный случай. Между тем, при распространении ММЗ волны по магнитоплазменному волноводу, происходит возбуждение магнитного поля, что отражается на свойствах самой волны: ММЗ мода переходит в «трубочную» моду. В этой же связи, нелинейные эффекты (а наблюдаемые волны являются волнами конечной амплитуды) могут иначе проявляться в эволюции волн. Численные эксперименты (напр., в [2]) показали значимость нелинейных и магнитных эф-

фектов для распространения ММЗ волн в магнитоплазменных волноводах. В настоящей работе аналитически рассматривается распространение нелинейных ММЗ волн в корональных перьевых структурах с учетом диссипации.

Для анализа распространения ММЗ волн используется приближение тонкой магнитной трубки (напр., [4]). Рассматривается прямая осесимметричная силовая трубка, заполненная более плотной (в сравнении с окружающей средой) плазмой, что обеспечивает такой структуре волноводные свойства. Приближение тонкой трубки позволяет для возмущений с длиной волны значительно большей поперечного размера трубки привести двумерную задачу распространения волн в волноводе к одномерной задаче. В рассматриваемой постановке мы пренебрегаем дисперсионными эффектами, обусловленными конечной шириной волновода, а также реакцией окружающей плазмы. Возмущения малой, но конечной амплитуды предполагаются осесимметричными (мода $m = 0$). Нелинейная эволюция волн рассматривается в системе координат, движущейся со скоростью распространения трубочной моды, что позволяет получить эволюционное уравнение типа Бюргера для медленных магнитозвуковых (трубочных) волн:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{c_T}{2(c_0^2 + V_A^2)} \left(3 + (\gamma + 1) \frac{V_A^2}{c_0^2} \right) u \frac{\partial u}{\partial \xi} = \frac{\eta}{6 \rho_0 c_T} \left(3 + \frac{V_A^2}{c_0^2 + V_A^2} \right) \frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2}, \quad (1)$$

где u – продольная скорость плазмы в волне, c_T , $c_0 = 175$ км/с и V_A – трубочная, звуковая и альфвеновская скорости, x – координата вдоль трубки, γ – показатель адиабаты, ξ – «бегущая» координата вдоль профиля волны, ρ_0 – плотность плазмы в трубке, соответствующая концентрации 5.0×10^8 см⁻³, а также предполагается, что вязкость η в плазме мала. Полученное уравнение решается численно. Начальный профиль волны – синусоидальный цуг, амплитуда волны 20 км/с, период – 600 с.

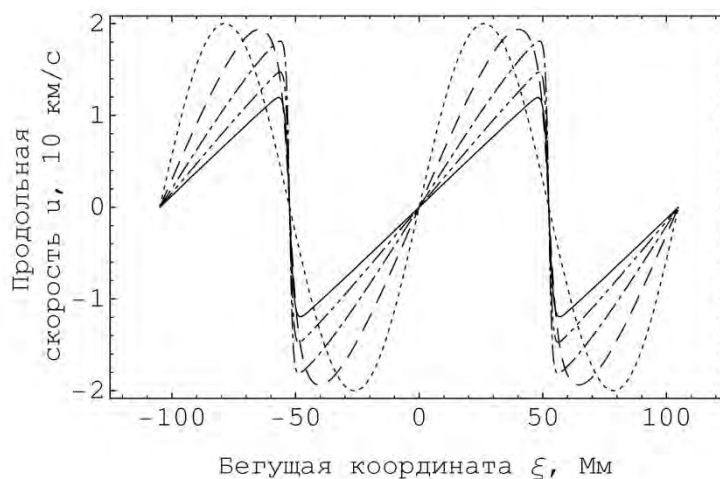


Рис. 1.

На рис. 1 представлена эволюция профиля волны в сопутствующей системе координат. Альфвеновская скорость в трубке составляет 866 км/с, кинематическая вязкость – 2.4×10^{14} см²/с. Различные типы кривых показывают форму профиля для разных значений координаты распространения: $x = 0, 100, 200, 300, 400$ Мм для штриховой, пунктирной, штрих-пунктирной, 2-штрих-пунктирной и сплошной линии соответственно. Профиль волны деформируется из-за нелинейности, а затем на его нисходящих участках образуются ударные волны. Дальнейшее распространение волны сопровождается ее значительным нелинейным затуханием. Образование ударных фронтов происходит при $x \approx 200$ Мм.

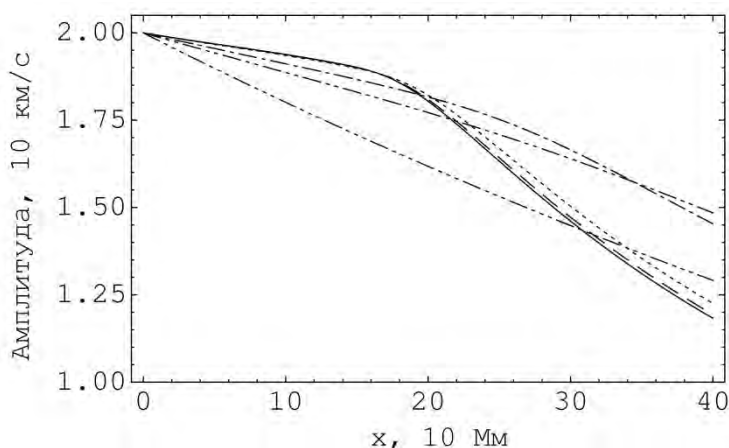


Рис. 2.

Рисунок 2 показывает изменение амплитуды профиля волны при ее распространении. Различные кривые соответствуют разным значениям магнитного поля в трубке, т.е. различным значениям плазменного параметра β . Пунктирная, штриховая, штрих-пунктирная, 2-штрих-пунктирная и 3-штрих-пунктирная линии соответствуют значениям альфвеновской скорости $V_A = 866, 433, 130, 87$ и 43 км/с. Значение кинематической вязкости как на рис. 1. Сплошная линия соответствует случаю бесконечно сильного магнитного поля, т.е. обычным звуковым волнам. При малых β эволюция трубочной волны слабо отличается от эволюции звуковой волны. Однако при $\beta \sim 1$ и $\beta > 1$ такое отличие становится существенным: затухание волны до образования ударных фронтов становится более интенсивным, а образование ударных волн происходит позже (дальше).

На рис. 3 приведены для сравнения зависимости амплитуды волны от координаты распространения для различных значений кинематической вязкости плазмы: штриховая, сплошная, пунктирная и штрих-пунктирная линии соответствуют значениям 4.0×10^{13} , 2.4×10^{14} , 7.0×10^{14} и 2.0×10^{15} см²/с. Полуужирные линии соответствуют трубочным волнам, тонкие – звуковым. Альфвеновская скорость в трубке составляет 130 км/с, $\beta \sim 1$. Здесь хорошо

виден эффект задержки в образовании ударных фронтов на профиле волны, кроме того, наблюдается повышенное затухание для трубочных волн.

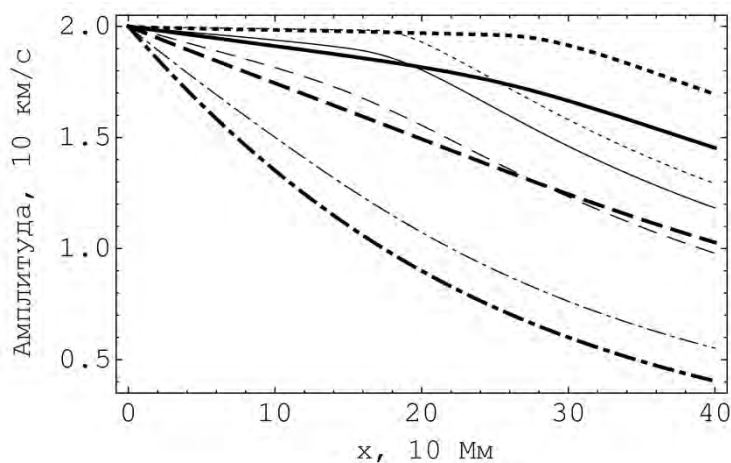


Рис. 3.

Полученные результаты можно объяснить, анализируя исходное уравнение (1). Действительно, в (1) при $\beta \rightarrow \infty$ коэффициент перед нелинейным членом уменьшается как $1/\sqrt{\beta}$, тогда как коэффициент перед диссипативным членом растет как $\sqrt{\beta}$.

Итак, в работе рассмотрена динамика продольных волн в корональных перьевых структурах с учетом диссипации, нелинейности, магнитной природы волн и волноводного характера их распространения. Выведено эволюционное уравнение типа Бюргерса, описывающее распространение слабонелинейных ММЗ волн в однородных тонких магнитоплазменных трубках. Получены задержка в образовании ударных фронтов в профиле трубочной волны, а также более интенсивное затухание трубочной волны в сравнении со звуковыми волнами. Оба полученных эффекта существенны для случая $\beta \sim 1$ и $\beta > 1$; напротив, при $\beta \ll 1$ эволюция трубочной волны слабо отличается от эволюции звуковых волн. Таким образом, для анализа продольных волн в нижней части корональных перьев и магнитных веерных структурах с температурой плазмы ~ 1 МК могут использоваться модели, развитые в работах Офмана и Накарякова [2, 3] для слабонелинейных звуковых волн. С другой стороны, полученные эффекты важны для анализа эволюции продольных волн в горячих вспышечных петлях, магнитных веерных структурах, заполненных горячей плотной плазмой (> 6 МК), корональных перьях с $\beta \sim 1$ (выше в короне).

Литература

1. Roberts, B. 2006, Phil. Trans. R. Soc. A, 364, 447.
2. Ofman, L., Nakariakov, V. M., Sehgal, N. 2000, ApJ, 533, 1071.
3. Nakariakov, V. M., Verwichte, E., et al. 2000, A&A, 362, 1151.
4. Zhugzhda, Y.D. 1996, Phys. Plasmas, 3, 10.

СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ В ПЕРИОД 2002–2004 гг.

Баранов Д.Г.¹, Гагарин Ю.Ф.¹, Дергачев В.А.¹, Ныммик Р.А.²

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*
e-mail: d.baranov@bk.ru

²*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына,
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

SOLAR COSMIC RAYS IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE DURING 2002-2004

Baranov D.G.¹, Gagarin Yu.F.¹, Dergachev V.A.¹, Nymmik R.A.²

¹*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*
e-mail: d.baranov@bk.ru

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia*

PLATAN-M chamber consisting of solid state track detectors was exposed at the outer surface of the Interplanetary Space Station during 2002–2004. Fluence of Fe particles (solar and galactic cosmic rays) was measured in the 30–150 MeV/nucleon energy range. The main part of the registered particles was produced by the October-November 2003 solar extreme events. Results of the PLATAN-M experiment were compared with the data obtained by the SIS instrument (ACE spacecraft). General coincidence of the results obtained at the two space stations can be seen. Yet one of the SIS energy channels displays outlier distant for 6 standard errors from the PLATAN-M spectrum. Comparison of data obtained at the orbital station with measurements carried out in the interplanetary space evidences the reliability of the model describing the transformation of spectra during charged particle penetration inside the magnetosphere.

Работа посвящена изучению зарядового состава и интегральных спектров потоков тяжелых ядер космических лучей внутри магнитосферы Земли по данным эксперимента ПЛАТАН. Камера ПЛАТАН-М (ПЛАстиковый Трековый АНализатор), состоящая из слоев визуального твердотельного трекового детектора (лавсана), была установлена на наружной поверхности Международной космической станции (МКС). Аппаратура ПЛАТАН имеет большой геометрический фактор (площадь детектора ~ 600 см²), поэтому спектры ядер космических лучей измеряются с высоким энергетическим разрешением [1].

Камера ПЛАТАН-М экспонировалась на наружной поверхности МКС в течение 2,5 лет в 2002–2004 гг. На рис. 1а представлено зарядовое распределение частиц, зарегистрированных в камере ПЛАТАН-М. Достигнутое зарядовое разрешение позволяет надежно выделять наиболее распространенные группы ядер с четными зарядами: от Fe (заряд $Z = 26$) до Ar (заряд $Z = 18$). Особенно отчетливо выделяется пик ядер железа, домини-

рующего в составе группы тяжелых ядер КЛ. Интегральный спектр (флюенс) ядер железа на орбите МКС, измеренный в эксперименте ПЛАТАН, приведен на рис. 1б.

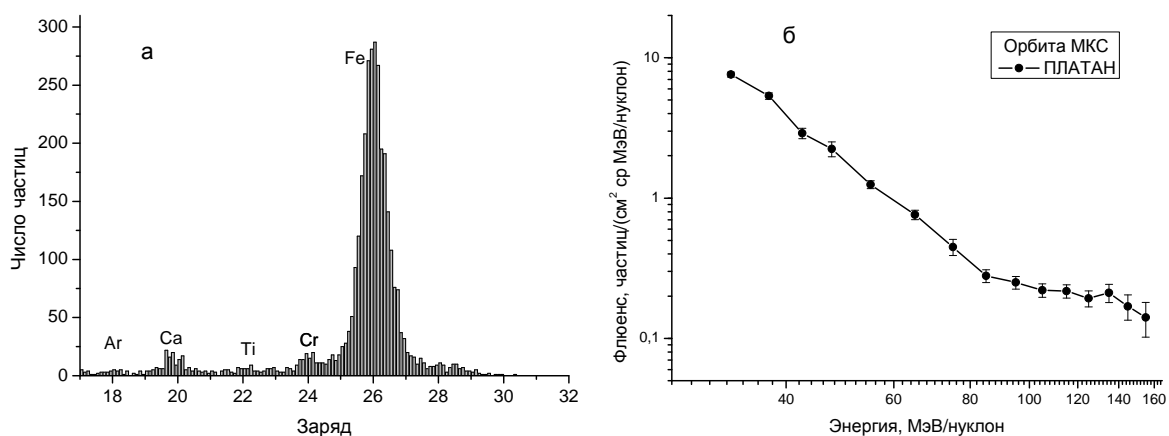


Рис. 1. Измерение состава и спектров тяжелых частиц ГКЛ и СКЛ в эксперименте ПЛАТАН-М: (а) зарядовый состав зарегистрированных частиц; (б) энергетический спектр частиц железа (флюенс за период 2002–2004 гг.).

В спектре могут быть выделены два участка. Левый участок – энергии от 30 до 80 МэВ/нуклон – представляет собой почти прямую линию в двойном логарифмическом масштабе. При энергии больше 80 МэВ/нуклон спектр становится более пологим. Отметим, что измеренный нами спектр железа в диапазоне 30–150 МэВ/нуклон представляет собой сумму вкладов двух основных компонент: солнечных космических лучей (СКЛ) и галактических космических лучей (ГКЛ). Вклад ионов СКЛ в течение экспозиции аппаратуры был обусловлен более чем на 80% серией вспышек в конце октября – в начале ноября 2003 г. Напротив, галактическая компонента присутствует постоянно, увеличиваясь примерно на 50% от начала экспозиции (с января 2002 г.) к концу (август 2004 г.). Поэтому с большой вероятностью можно предположить, что низкоэнергетическая часть спектра на рис. 1б определяется только ионами железа СКЛ, а при энергии больше 80 МэВ/нуклон растущий с энергией вклад ядер ГКЛ приводит к подъему в спектре.

Мы можем сравнить наши данные с показаниями спектрометра SIS на станции ACE [2], хотя приборы SIS и ПЛАТАН работали в совершенно разных условиях. Станция ACE находится в межпланетном пространстве на расстоянии $1,5 \cdot 10^6$ км от Земли, в то время как МКС имеет низкую орбиту внутри магнитосферы Земли. В результате потоки космических лучей, измеренные приборами этих двух объектов, отличаются как по величине, так и по зависимости от энергии. Тем не менее, сравнение данных, полученных в столь разных условиях, возможно (рис. 2).

Важность сравнения показаний приборов SIS и ПЛАТАН-М определяется тем, что в октябре-ноябре 2003 г. на Солнце наблюдалась серия

мощных вспышек [3], которая дала основной вклад в интегральный поток частиц за все время экспозиции прибора ПЛАТАН-М. В число этих событий входит вспышка 4 ноября 2003 г., одна из крупнейших в истории наблюдений, которую первоначально отнесли к классу X28, а позднее оценили как вспышку класса X45. Это расхождение оценок подтверждает тот

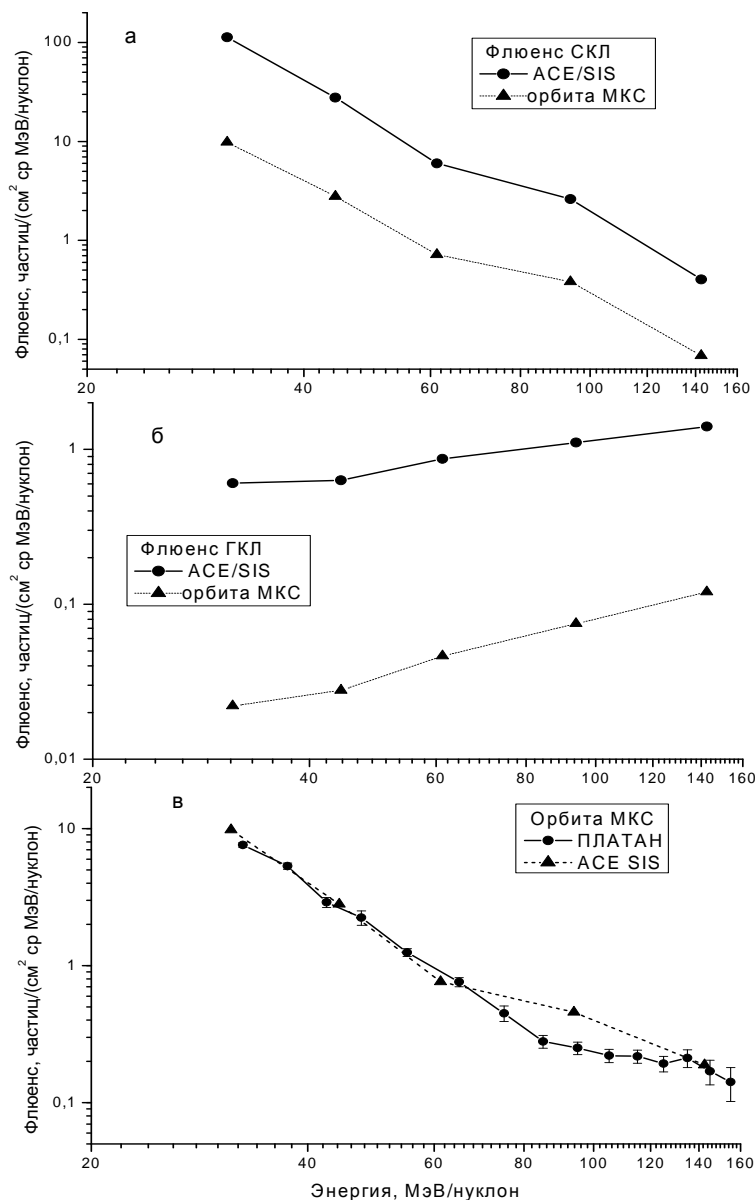


Рис. 2. Сравнение энергетических спектров частиц железа (СКЛ и ГКЛ), измеренных приборами SIS (станция ACE) и ПЛАТАН-М (МКС). Трансформация спектра, измеренного прибором SIS, при проникновении частиц КЛ на околоземную орбиту: (а) спектр СКЛ; (б) спектр ГКЛ; (в) интегральный спектр (флюенс) частиц железа КЛ.

факт, что в период экстремально мощных событий сбои в работе приборов на космических станциях и спутниках – явление достаточно частое. Поэтому данные, полученные в этот период времени с помощью твердотельных трековых детекторов, представляют особый интерес.

Для вычисления потока ядер, проникающего на орбиту Земли, необходимо учесть наличие двух компонент в составе КЛ: солнечной и галактической. При одинаковой энергии частиц СКЛ и ГКЛ их жесткость силь-

но отличается, так как заряд иона железа равен $Z = 14$ для СКЛ, а для ГКЛ $Z = 26$. Разделить солнечную и галактическую компоненты можно приближенно, но с достаточной точностью, если разбить весь период экспозиции на спокойные и возмущенные дни. Обычно для этого пользуются результатами измерений одного из низко-энергетических каналов спектрометра заряженных частиц. Соответственно разбиению на спокойные и возмущенные дни был подсчитан флюенс частиц железа СКЛ (рис. 2а) и ГКЛ (рис. 2б), зарегистрированных прибором SIS.

Интегральный спектр (флюенс) частиц железа КЛ, измеренный прибором SIS (космический аппарат ACE), в период экспозиции камеры ПЛАТАН-М и пересчет спектра внутрь магнитосферы на орбиту МКС приведены на рис. 2. Пересчет выполнялся с помощью модели НИИЯФ МГУ [4] для ионов СКЛ (рис. 2а) с зарядом $Z = 14$ и для ядер ГКЛ (рис. 2б) с зарядом $Z = 26$.

На рис. 2в мы сравниваем суммарный спектр частиц железа (СКЛ + ГКЛ), измеренный прибором ПЛАТАН-М и прибором SIS на станции ACE, пересчитанный на орбиту МКС. Из сравнения двух спектров следует ряд важных заключений:

- спектр, измеренный прибором ПЛАТАН-М в интервале энергий 30–150 МэВ/нуклон (15 точек) более детальный, чем спектр SIS (5 точек);
- спектр SIS практически совпадает со спектром прибора ПЛАТАН-М как при малых энергиях (от 30 до 65 МэВ/нуклон), так и при энергии ~140 МэВ/нуклон;
- существенное превышение показаний прибора SIS при средней энергии ~ 94 МэВ/нуклон над спектром прибора ПЛАТАН-М (больше 6 стандартных ошибок), по-видимому, связано со сбоем в одном из энергетических каналов прибора SIS;
- модель проникновения заряженных частиц в магнитосферу Земли (НИИЯФ МГУ) [4] с хорошей точностью описывает трансформацию энергетических спектров КЛ, что позволяет сопоставить данные, полученные различными методиками внутри и вне магнитосферы Земли.

Литература

1. Баранов Д.Г., Гагарин Ю.Ф., Дергачев В.А., Ныммик Р.А., Панасюк М.И. // Космические исследования, т. 49, № 6, с. 1–8, 2011.
2. <http://www.srl.caltech.edu/ACE/ASC/>
3. Веселовский И.С. и др. // Космические исследования, т. 42, с. 453–508, 2004.
4. Ныммик Р.А. // Космические исследования, т. 28, № 2, с. 306–309, 1990.

ШПИЦБЕРГЕН – ПОЛИГОН ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ПСИХИЧЕСКИХ ФЕНОМЕНОВ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ

Белишева Н.К.

ФГБУН Кольский научный центр РАН, г. Апатиты Мурманской обл., Россия

SPITSBERGEN – POLYGON FOR THE STUDY OF MENTAL PHENOMENA OF SPACE WEATHER

Belisheva N.K.

FGBUN Kola Science Centre RAS, Apatity, Murmansk region, Russia

Geographical location and geophysical features of the Spitsbergen archipelago in the cusp determine the unique conditions for the study of psychic phenomena of space weather. The amplitude-frequency range of pulsations arising from the interaction of the solar wind with the Earth's magnetosphere in Svalbard, correspond to the characteristics of the human brain rhythms. It is shown that mental disorders among residents of the Russian settlements on the Spitsbergen significantly correlated with indicators of the state of the interplanetary medium. In this regard, Svalbard can be regarded as polygon for the study of psychic phenomena of space weather.

Архипелаг Шпицберген находится в области каспа – своеобразной воронке на дневной стороне магнитосферы, куда, при определенных условиях, может прорываться мощными плазменными струями солнечный ветер (СВ) [1]. Беспрепятственное вторжение солнечных частиц в области каспа приводит к множественным геофизическим явлениям, отражающимся в структурно-энергетических характеристиках вариаций геомагнитного поля (ГМП). В спокойный период в области полярного дневного каспа постоянно регистрируются потоки электронов с энергией 100–200 эВ и плотностью частиц 10^{-2} – 10^{-3} см², которые проникают в магнитосферу из СВ и распространяются вплоть до высот порядка 1000 км. Потоки этих частиц генерируют очень низкочастотный шум (ОНЧ) в широком диапазоне частот [2]. Взаимодействие СВ с магнитосферой Земли порождает и геомагнитные пульсации (ГП), частота колебаний которых лежит в диапазоне низкочастотных биологических ритмов [3]. ГП характеризуются квазипериодической структурой с диапазоном частот от тысячных долей герца до нескольких герц. Верхняя частота пульсаций определяется гирочастотой протонов в магнитосфере, на земной поверхности это соответствует частотному диапазону порядка 3–5 Гц, включающему частоты дельта- и тета- ритмов мозга человека. К дневным пульсациям, относятся также широкополосные иррегулярные пульсации диапазона Pc5 ($f \sim 1.5$ – 5.0 мГц) с амплитудой порядка 15–60 нТл, *ipcl* [4]. Частота таких пульсаций соответствует сверхмедленным ритмам мозга [5]. Эти колебания носят устойчивый характер и продолжаются в зависимости от уровня геомагнитной возмущенности от

2-х до 10-ти часов [4]. Длиннопериодные квазипериодические магнитные возмущения с периодами 15–40 мин и амплитудой порядка 60–400 нТл, названные *vlp* (*very long period*) возникают при высокой магнитной активности, большой скорости солнечного ветра и отрицательных B_z межпланетного магнитного поля (ММП) на земной поверхности в дневном секторе. Сверхмедленные ритмы мозга включают периоды 2–3, 4–6, 7–14, 15–30, 31–59 мин, т. е. соответствуют длиннопериодным колебаниям ГМП. В вечернее и ночное время возможно появление импульсных всплесков геомагнитных пульсаций диапазона $Pi2$ - $Pi3$, а в дневном секторе появление квазимонохроматических шумовых колебаний в диапазоне $Pc3$ -4. Часть из наблюдаемых колебаний может быть результатом прямого проникновения гидромагнитных волн из СВ. Широтной особенностью обладают и устойчивые геомагнитные пульсации типа $Pc2$ - $Pc5$, амплитуда которых растет с широтой. Соответствие между амплитудно-частотным диапазоном ритмов мозга и низкочастотными колебаниями ГМП приведено в Таблице 1.

Таблица 1. Сопоставление частотного диапазона ритмов мозга, ассоциированных с определенными психическими феноменами, с низкочастотным спектром вариаций ГМП.

Ритмы мозга	Частоты, амплитуды	Пульсации	Психические феномены
Сверхмедленные колебания	<1 Гц 50–200 мкВ	$Pi\ 2$, (0,01 Гц- 0,1 Гц, 0,1 Гц- 1 Гц), $Pc3$ (f~30 мГц)- $Pc4$ (8-10 мГц), <i>vlp</i> (<i>very long period</i>) - <i>ipcl irregular pulsations cusp latitudes</i> - $Pc5$ - (f~1.5-5.0 мГц)	Нейрональные связи, деятельность медленной управляющей системы мозга, обеспечивающей глобальную перестройку уровня активности
дельта	0.5–4 Гц, амплитуда 50–500 мкВ	Гирочастота протонов в магнитосфере, на Земле – верхняя частота пульсаций 3–5 Гц	фаза глубокого сна,
тета	4–8 Гц амплитуда 10–30 мкВ		фаза быстрого сна, полудрема, предсонное или "сумеречное" состояние, часто сопровождается видением сноподобных образов
альфа	8–13 Гц амплитуда 30–60 мкВ	ОНЧ (до 1 МГц) -	расслабление.
бета	Бета-1: 13–25 Гц, Бета-2: 25–35 Гц, амплитуда 3–10 мкВ		Бодрствующее состояние, пробужденность, сосредоточенность, познание
гамма	35 Гц–100 Гц, амплитуда 5–15 мкВ		Измененное состояние сознания (труднодостижимо, малоизученно).

Следствием воздействия вариаций ГМП на функциональное состояние мозга могут быть комбинированные резонансы и десинхроноз, проявляющиеся в широком спектре психических феноменов: в психопатических и истероидных реакциях, в депрессии и возбуждении, в состоянии измененного сознания и др.

В наших работах была выявлена связь между структурно-энергетическими характеристиками вариаций ГМП и функциональной активностью мозга [6], характеристиками солнечной активности (СА), возмущенностью межпланетной среды и психоэмоциональным состоянием больных бронхи-

альной астмой [7], вариациями СА и ГМП и заболеваемостью жителей российских поселков на арх. Шпицберген [8]. Кроме того, сопряженные исследования геомагнитной активности и амплитудно-частотного диапазона ритмов мозга, оцененных на основе электроэнцефалограмм (ЭЭГ) здоровых испытуемых, показали, что при возмущениях ГМП происходят амплитудно-частотные и пространственно-временные перестройки биоэлектрической активности мозга человека [9].

Предварительные результаты по оценке влияния СА на психическое состояние жителей российских поселков показали, что психоэмоциональное состояние жителей арх. Шпицберген, в определенной мере, зависит от состояния межпланетной среды, определяющей характер взаимодействия СВ с магнитосферой и дальнейшие процессы, связанные с колебаниями электромагнитных полей у поверхности Земли.

В таблицах 2 и 3 представлены статистические данные по заболеваемости жителей п.п. Баренцбург и Пирамида психическими расстройствами.

Анализ связи между частотой психических расстройств у жителей российских поселков и «космической погодой» показал, что между среднегодовыми значениями заболеваемости психическими расстройствами (на 1000 чел. населения) в российских поселках на арх. Шпицберген и потоками протонов с энергиями >10, >30, >60 МэВ существует значимая зависимость ($r = 0.46$, $r = 0.49$, $r = 0.45$, соответственно, $p < 0.05$).

Таблица 2. Общие среднегодовые показатели заболеваемости психическими расстройствами жителей п. Баренцбург (1980–1989, 1992–1994, 1997–2000) и п. Пирамида (1991, 1995, 1996), арх. Шпицберген. 1990 г. исключен из-за неполноты данных.

N, лет	Показатели	Среднее, ошибка ($M \pm m$)	Min-Max	25–75 перцентилей	Сандартное откл. (σ)
20	заболеваемость, (абсолютное число)	6.35±1.75	0–22	0.5–8.5	7.82
20	заболеваемость на 1000 чел. населения	7,62±1,82	0–24	0.85–13.95	7.92

Таблица 3. Среднемесячные показатели заболеваемости психическими расстройствами жителей п. Баренцбург (1985–1989 гг.)

N, месяцы	Показатели	Среднее, ошибка ($M \pm m$)	Min-Max	25-75 перцентилей	Сандартное откл. (σ)
60	заболеваемость, (абсолютное число)	1.28±0.16	0-6	0-2	1.26
60	Заболеваемость на 1000 чел. населения	1.16±0.15	0-5.42	0-1.81	1.14

Более детальные данные по заболеваемости жителей п. Баренцбург и связи психических расстройств с космической погодой были получены на основании анализа среднемесячных случаев частоты заболеваний с 1985 по 1989 гг. (таблица 3). Оказалось, что частота среднемесячных заболеваний психическими расстройствами (на 1000 чел. населения) у жителей п. Баренцбург значимо связана с такими показателями СА, как $\sigma\text{-}\phi\text{-V}$,

числами Вольфа (R), потоком радиоизлучения на длине волны 10.7 см (f10.7_index). Коэффициенты корреляции составляют, соответственно, $r = 0.32$, $r = 0.28$, $r = 0.28$, $p < 0.05$.

В связи с результатами предварительных исследований, представляет несомненный научный и практический интерес выявление психотропных эффектов космической погоды у поверхности Земли. Наиболее вероятным кандидатом на роль такого психотропного агента могут претендовать высокоширотные пульсации, возникающие вследствие сложных и малоизученных процессов взаимодействия СВ с магнитосферой Земли в области полярной шапки. Можно ожидать, что именно здесь психотропные эффекты космической погоды будут более выражены, поэтому архипелаг Шпицберген можно рассматривать как полигон для изучения психических феноменов космической погоды.

Литература

1. *Савин С.П.* Магнитный щит Земли: плазменные бреши.
<http://www.kosmofizika.ru/popular/savin.htm>
2. *Голиков Ю.В. и др.* О природе электромагнитного излучения низкой частоты в полярной шапке // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, вып. 1. С. 3–7.
3. *Владимирский Б.М. и др.* Космические ритмы: в магнитосфере, атмосфере, в среде обитания, в биосфере, ноосфере, земной коре. Под ред. проф. С.Э. Шноля. Симферополь, 1994. – 173 с.
4. *Большакова О.В. и др.* Длиннопериодные геомагнитные пульсации в высокоширотных магнитосопряженных областях // Геомагнетизм и аэрономия. 1986. Т. 26. № 1. С. 160–162.
5. *Аладжалова Н.А.* Психофизиологические аспекты сверхмедленной ритмической активности головного мозга. М., 1979. – 214 с.
6. *Белишева Н.К. и др.* Качественная и количественная оценка воздействия вариаций геомагнитного поля на функциональное состояние мозга человека // Биофизика. 1995. Вып. 5. С. 1005–1012.
7. *Белишева Н.К., Качанова Т.Л.* Глобальная модуляция психоэмоционального состояния человека геокосмическими агентами// *Сб. научных докл. VII Межд. конф. "Экология и Развитие Северо-Запада России"* 2–7 августа 2002 г., Санкт-Петербург. С. 110–118.
8. *Белишева Н.К. и др.* Медико-биологические исследования на Шпицбергене как действенный подход для изучения биоэффективности космической погоды // Вестник КНЦ. 2010. № 1. С. 26–33.
9. *Сороко, С.И., Бекшаев С.С., Белишева Н.К., Пряничников С.В.* Амплитудно-частотные и пространственно-временные перестройки биоэлектрической активности мозга человека при сильных возмущениях геомагнитной активности // Вестник СВНЦ ДВО РАН. № 4. С. 111–122.

“ИМПУЛЬСНАЯ” ПРИРОДА ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ 24

Беневоленская Е.Е.^{1,2}, Понявин Ю.Д.¹

¹*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург,
196140, Россия*

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

“IMPULSIVE” NATURE OF THE SOLAR CYCLE 24

Benevolenskaya E.E., Ponyavin Yu.D.

¹*Central (Pulkovo) Astronomical observatory of Russian academy of sciences,
Saint-Petersburg, 196140, Russia*

²*Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia*

Solar cycle 24 displays the relatively low sunspot activity, and, therefore, it shows a low intensity and it follows the small solar cycle forecast [1]. However, the current solar cycle looks a slightly different from all scenarios of its development. Thus, the second maximum is greater than the first maximum in sunspot number and sunspot area. The space between the first and the second maxima is about 2 years.

In this paper we present the results of the detail analysis of the solar cycle behavior in photosphere, chromosphere, and corona using the data observed by the “Solar Dynamics Observatory (SDO)” from the May 2010 to august 2014. Here, it is used data of line-of-sight component of the magnetic field measured by the “Helioseismic and Magnetic Imager (SDO/HMI)”, 720 sec cadence, and the Extreme Ultraviolet images (EUV, 171A, 193A, 211A, 304A and 335A) observed by the “Atmospheric Imager Assembly (SDO/AIA)”.

We study the role of the emerging magnetic flux in forming of the coronal structures and we discuss the possibility of this magnetic flux generation in the convective zone.

Введение

“...Различные образования на солнечной поверхности являются составными частями некоторого гораздо более крупного процесса, захватывающего не только определенную часть фотосферы, но и соответствующие ей части хромосферы и короны. Этот процесс М.Н. Гневышев назвал *импульсом солнечной активности*” [2].

Мстислав Николаевич Гневышев показал [3], что в зелёной короне в 11-летнем цикле солнечной активности наблюдается обычно два максимума. Так, в 19-ом цикле первый максимум произошёл в 1957 году, и лимбовая зелёная корона вспыхнула одновременно на всех широтах. Вторым максимумом наблюдался на низких широтах (порядка 15°) в 1959–1960 гг. Этот максимум был выше первого и произошёл после смены знака полярного магнитного поля. В этом же цикле в хромосферных вспышках наблюдалось даже три всплеска. Наиболее ярко выражена двухпиковость для больших групп солнечных пятен с площадью больше 500 м.д.п., и средний промежуток времени между двумя этими пиками порядка 2.5 лет [3]. Все

эти закономерности позволили Анталовой и Гневыху выдвинуть гипотезу о том, что 11-летний цикл является суперпозицией нескольких им-

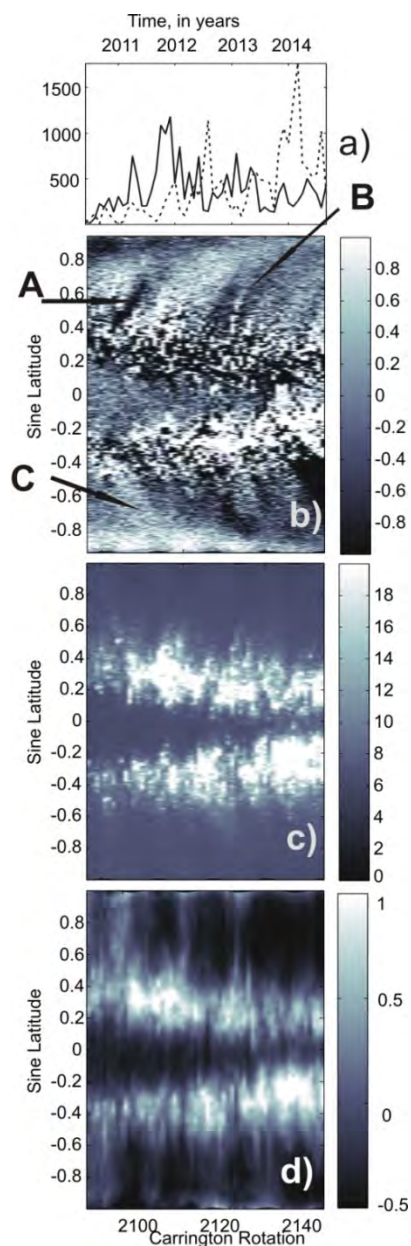


Рис. 1. а) Среднемесячные значения площадей пятен с мая 2010 по Август 2014, северное (сплошная линия) и южное (пунктир) полушарии; осесимметричная структура солнечного цикла 24 с 20 Мая 2010г. по 17 Сентября 2014 г: б) LOS, B_{\parallel} [-1G 1G], в чёрно-белой шкале; в) общий магнитный поток, $|B_{\parallel}|$, [0 20G]; д) EUV 193Å.

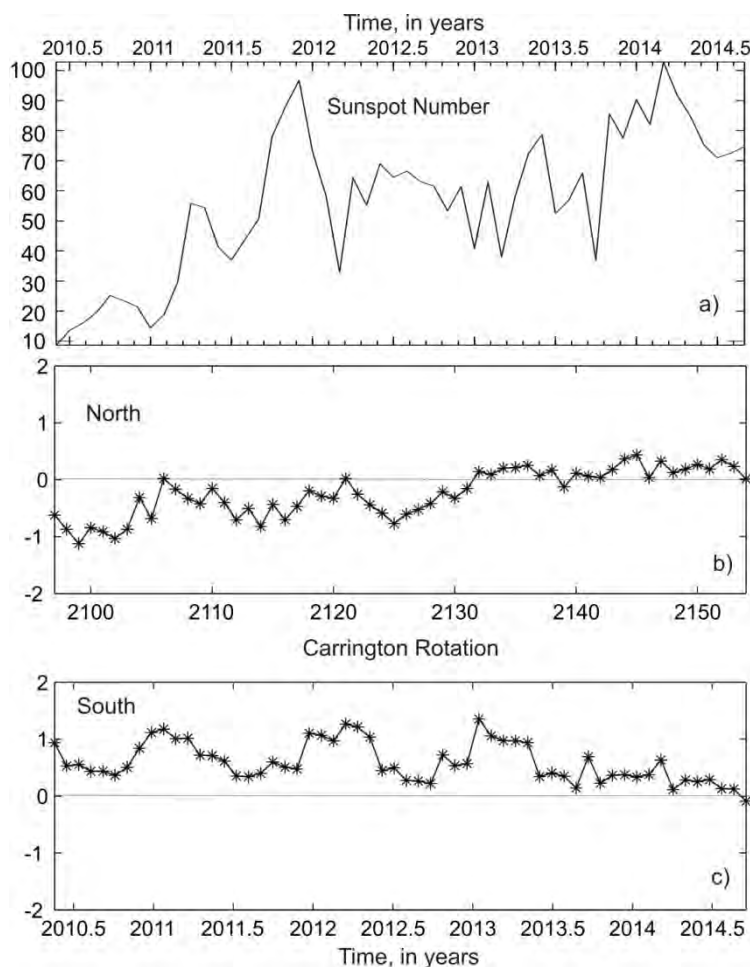


Рис. 2. а) Число солнечных пятен по диску Солнца (среднемесячные значения с мая 2010 по август 2014). Полярное магнитное поле как компонента магнитного поля по-лучу-зрения (LOS), усреднённая по всем долготам в диапазоне широт от 75.01° до 79.73° , для северного (б) и южного (в) полушарий с 20 мая 2010 по 17 сентября 2014.

пульсов солнечной активности [4]. Важно отметить, что Вальдмайер указывал на важность таких всплесков солнечной активности [5]. Эти исследования и наличие сложных переполюсовок полярного магнитного поля (трёхкратные переполюсовки) привели нас к гипотезе о “двойном магнитном цикле Солнца” [6]. Возможность генерации квазидвухлетней составляющей магнитного поля в конвективной зоне Солнца за счёт динамо процесса представлена в работе [7].

Данные

Мы использовали корональные и магнитные данные космической обсерватории ‘Solar Dynamics observatory’ [8]. Магнитные данные представлены в виде компоненты магнитного поля по лучу зрения (B_{\parallel} , LOS) [9]. Изображения в крайнем ультрафиолете в линиях 171Å, 193Å, 211Å, 335Å и 304Å характеризуют солнечную корональную и хромосферную плазму, нагретую до различных температур [10]. Каждое изображение автоматически преобразовывалось в Кэррингтоновскую систему координат. В результате, были получены синоптические карты, с разрешением 0.1 градуса по долготе и 0.001 по синусу широты, размером 3600 на 2001 пикселей [11].

Результаты

Зональное или осесимметричное представление солнечной активности в крайнем ультрафиолете в линии 193Å представлено на рисунке 1d, LOS на рисунке 1b и общий магнитный поток как абсолютное значение LOS на рисунке 1c. В таком представлении каждая синоптическая карта усреднена по долготе и, в результате, образуется распределение типа «крылышек бабочек» в координатах «синус широты – время», очень похожее на картинки Маундера с распределением числа пятен в ходе солнечного цикла. На рисунке 1b мы видим, что магнитный поток состоит из ‘импульсов’ солнечной активности, которые соответствуют всплывающему магнитному потоку. Корональное усиление EUV яркости в распределении типа бабочек Маундера совпадает с усилением фотосферного магнитного потока в осесимметричном случае. В цикле 24 картина магнитной активности более сложная по сравнению с циклом 23 из-за наличия флуктуаций магнитного поля или ‘surges’, распространяющихся из средних широт к полюсам и слабого полярного магнитного поля. Так в северном полушарии, сильная флуктуация отрицательной полярности (‘old cycle polarity’) произошла в 2011 над широтой 30° (рисунок 1c, ‘A’), в то время как в Южном, положительная (‘old cycle’) флуктуация стартовала в 2010 (рисунок 1c, ‘C’).

По-видимому, эти флуктуации или импульсы солнечной активности вызвали задержку в смене полярных магнитных полей. Следующая сильная флуктуация отрицательной полярности в северном полушарии (рисунок 1c, ‘B’) произошла в 2012–2013. Отметим, что ‘old cycle’ полярность соответствует полярности полярного магнитного поля до переполюсовки в данном полушарии.

На рисунке 2 представлены, осредненные по долготе, значения компоненты магнитного поля по-лучу-зрения в области высоких широт от 75.01° до 79.73°. Несмотря на то, что полярное магнитное поле в минимуме перед циклом 24 было достаточно слабым, процесс изменения знака задерживается. И наличие зон перемежаемой полярности (“surges”) может приводить к трёхкратным переполюсовкам полярного магнитного поля Солнца.

Выводы

В текущем солнечном цикле имеет место хорошо выраженная двухпиковость (Рис. 2а), связанная с импульсами солнечной активности, наблюдаемыми в фотосфере, хромосфере и короне. Первый максимум существует благодаря северному полушарию, второй – южному полушарию, что говорит о генерации неосесимметричного магнитного поля. Генерация импульсов солнечной активности, приводящая к топологическим перестройкам магнитного поля Солнца, может быть объяснена в рамках двойного магнитного цикла.

Работа частично поддержана Программой 22 Президиума РАН.

Авторы выражают благодарность SDO научным командам за предоставленные данные.

Литература

1. *Svalgaard, L. Cliver, E.W., and Kamide, Y.* // 2005, *Astrophys. J.*, ASP Conf. Ser346, p.401.
2. *М.С. Эйгенсон, М.Н. Гневнышев, А.И. Оль, Б.М. Рубашев.* Солнечная активность и ее земные проявления. 1948.
3. *М. Gnevyshev, M.N.* // 1967, *Solar Phys.*, 1, 107.
4. *Antalova, A., Gnevyshev, M.N.* // 1985, *Astron. Inst. of Czech. Bulletin*, v. 36, 61.
5. *Waldmeier, M.* // 1957, *Die Sonnenkorona*, Vol. II, Birkhauser, Basel.
6. *E.E. Benevolenskaya* // 1991 in: *The Sun and Cool Stars*, Springer Verlag, ed. *I. Tuominen, D. Moss, G. Rudiger*, p. 234.
7. *Benevolenskaya, E.E.* // 1998, *ApJ*, 509, L49.
8. *Pesnell, W.D., Thompson, B.J., Chamberlin, P.C.* // 2012, *The Solar Dynamics Observatory (SDO) Solar Phys.*, V. 275, 3, 2012.
9. *Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., Kosovichev, A.G., Bogard, R.S., Hoeksema, J.T., Liu, Y., Duvall Jr., T.L., Zhao, J., Title, A.M., Schrijver, C.J., Tarbell, T.D., Tomczyk S.* // 2012, *Solar Phys.*, V. 275, p. 207.
10. *Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., Boerner, P.F., Chou, C., Drake, J.F., et al.* // 2012, *Solar Phys.*, 275, p.17.
11. *Benevolenskaya, E., Slater, G., Lemen, J.* // 2014, *Solar Phys.*, 289, Issue 9, pp. 3371.

КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАССЫ И РАДИОВСПЛЕСКИ II ТИПА В 23–24 ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Биленко И.А.

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

CORONAL MASS EJECTIONS AND TYPE II RADIO BURSTS IN 23–24 SOLAR CYCLES

Bilenko I.A.

Moscow M.V. Lomonosov University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Coronal mass ejections (CMEs) associated with type II radio bursts were investigated. It has been found that the solar cycle evolution of CMEs and associated type II radio bursts differ from that determined from active regions, but is associated with the changes in the structure of the global solar magnetic field, which assumed to be the result of the excitation of large-scale Rossby waves. The number and parameters of type II radio bursts increase during the stable structure periods. Increase in CME velocity result in the increase in sky-plane width and acceleration. 55.8% of these CMEs are HALO CMEs. HALO CMEs do not depend on velocity and acceleration. The frequencies of the beginning and the end of the bursts and plasma density are lower at the moments of the global magnetic field structure reorganization.

Введение

Корональные выбросы массы (КВМ) являются одним из самых ярких проявлений солнечной активности и одним из основных факторов, играющих важнейшую роль в формировании космической погоды на орбите Земли. Как показывают наблюдения, ряд КВМ сопровождаются радиовсплесками II типа (РВII). КВМ, сопровождающиеся РВII, являются высокоскоростными и имеют большой угол раствора [1]. Однако далеко не все, даже самые мощные, КВМ сопровождаются РВII. Для объяснения РВII было предложено несколько теорий [2, 3]. Согласно современным представлениям, РВII генерируются МГД ударными волнами, распространяющимися в солнечной короне и межпланетной среде. Собственно радиоизлучение является финальной стадией в последовательности различных физических процессов, таких как формирование ударной волны, связанной с КВМ, ускорение частиц, генерация плазменных волн с последующим преобразованием плазменных волн в электромагнитные волны. РВII считаются признаками формирования ударной волны, что вызывает повышенный интерес к их изучению. Впервые РВII наблюдались на IMP-6 [4] и Voyager [5]. Вначале РВII были выделены Payne-Scott и др. [6], и затем четко классифицированы в работе Wild and McCready [7]. В настоящей работе использованы данные Wind/WAVES [8] за период с 1997 по 2012 год, допол-

ненные данными STEREO [9] за период с 2006 по 2012 годы. Диапазон наблюдаемых частот Wind/WAVES составляет от 20 кГц до 14 МГц, что соответствует высотам в короне порядка 2–10 радиусов Солнца. Для сопоставления с параметрами КВМ был использован каталог CDAW [10], полученный на космической обсерватории SOHO/LASCO с 1997 по 2012 гг.

Основные результаты

На рис. 1(а) показаны частоты начала (F_n) и конца (F_k) РВП связанных с КВМ за 1997–2012 годы, согласно данным CDAW КВМ и РВП каталога. Из данного каталога было выбрано 346 событий, для которых определены параметры КВМ. На рис. 1(б) приведено число наблюдаемых РВП за каждый кэррингтоновский оборот (КО) за тот же период (КО 1921 – 2129). Тонкими вертикальными линиями на всех рисунках обозначены моменты значительных, резких изменений структуры глобального магнитного поля (ГМП) Солнца (Биленко [11–13]).

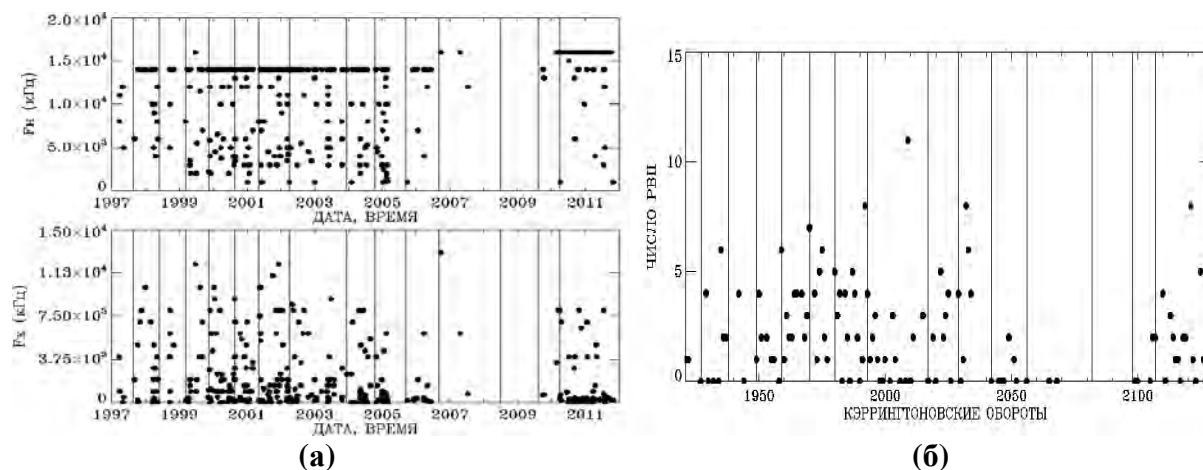


Рис. 1.

Из рис. 1 видно, что хотя число наблюдаемых РВП больше на фазах роста и максимумов 23–24 циклов и начала спада 23 цикла солнечной активности, чем в период минимума 23 цикла, оно не выявляет изменений, характерных для пятенной активности, отображаемой числами Вольфа. Число событий изменяется довольно хаотично, но при этом большинство событий наблюдается в периоды, когда нет резких изменений структуры ГМП. Большинство событий, как и F_n , и F_k находятся между вертикальными линиями. Для значительного числа событий F_n превышает диапазон фиксируемых частот Wind/WAVES. На рис. 2(а) показаны параметры КВМ связанных с РВП: скорость (V), угол раствора в плоскости изображения (W) и ускорение (a). Из представленных графиков видно, что КВМ, связанные с РВП, имеют, в основном, повышенные значения V , W и a , и при этом они также расположены между периодами резких изменений ГМП. Значения параметров КВМ выше в эти периоды, чем в моменты резких из-

менений ГМП. На рис. 2(б) представлены взаимозависимости параметров этих КВМ. Наблюдается рост угла раствора (W) и ускорения (a) КВМ с увеличением их скорости. КВМ типа HALO наблюдаются при любых значениях скорости и ускорения. Общее число КВМ типа HALO составило 193 (55,8%). С увеличением угла раствора КВМ наблюдается и некоторый рост ускорения.

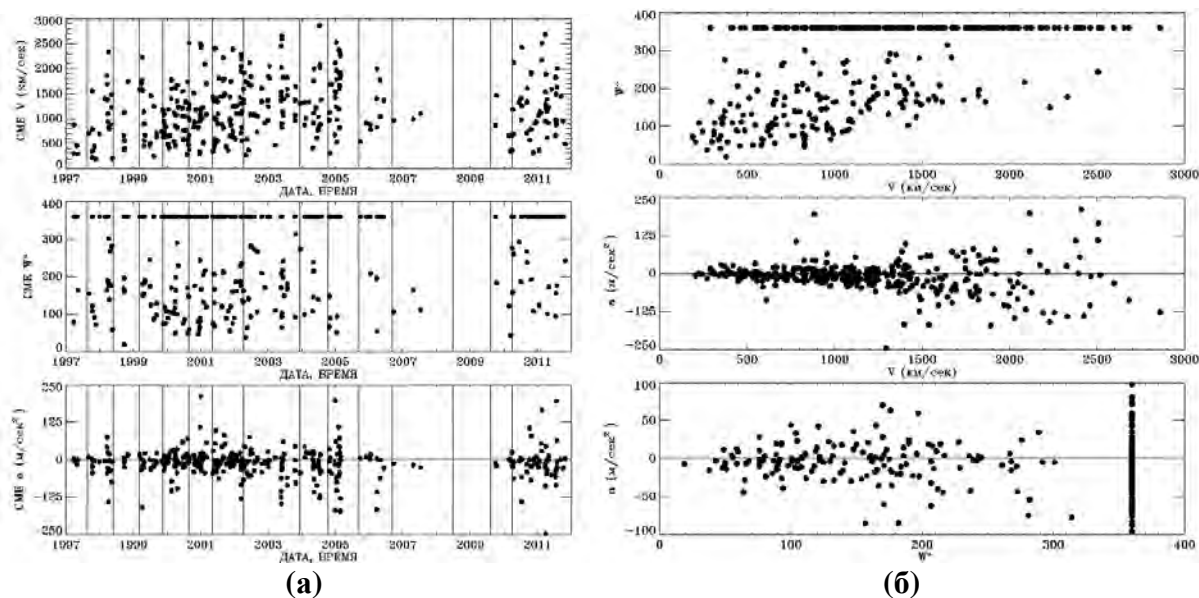


Рис. 2.

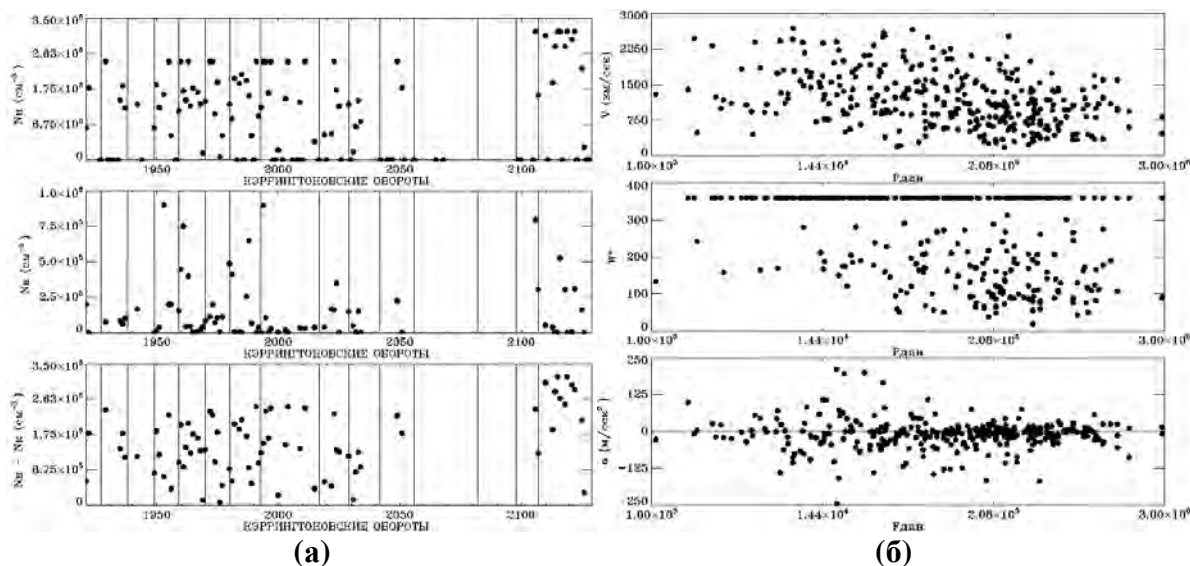


Рис. 3.

На рис. 3(а) показаны вычисленные значения плотности плазмы, для моментов начала и окончания РВП и их разности усредненные за каждый КО. В моменты реорганизации структуры ГМП значения плотности ниже, чем в спокойные периоды. На рис. 3(б) показаны зависимости параметров КВМ от скорости дрейфа РВП ($F_{дин}$) равному отношению разности F_k и F_n к продолжительности РВП. Наблюдается понижение скорости и уско-

рения КВМ с ростом $F_{\text{дин}}$. Угол раствора КВМ не выявляет явной зависимости от скорости дрейфа РВП.

Выводы

КВМ связанные с РВП имеют повышенные значения скорости, угла раствора. 55,8% – это КВМ типа HALO. С ростом скорости КВМ наблюдается увеличение их угла раствора и ускорения, хотя HALO КВМ наблюдаются при любых значениях скорости и ускорения.

Изменения числа и параметров РВП и, соответственно, связанных с ними КВМ не выявляют зависимости от солнечной активности определяемой числами Вольфа. Они имеют тенденцию формироваться в периоды устойчивого, продолжительного существования структуры ГМП.

Периоды реорганизации ГМП характеризуются пониженными значениями F_n и F_k РВП, а, следовательно, и пониженными плотностями солнечной атмосферы, что, по-видимому, и приводит к уменьшению числа мощных, с большим углом раствора, КВМ в эти периоды. В эти периоды возрастает число слабых КВМ [13]. Согласно [12, 13] моменты реорганизации ГМП могут быть следствием изменения режима генерации волн Россби, возникающих у основания конвективной зоны и формирующих наблюдаемую структуру ГМП.

Благодарности

Автор благодарен организационному комитету за финансовую поддержку для участия в конференции.

This CME catalog is generated and maintained at the CDAW Data Center by NASA and The Catholic University of America in cooperation with the Naval Research Laboratory. SOHO is a project of international cooperation between ESA and NASA.

Литература

1. *Gopalswamy N., Yashiro S., Kaiser M.L., Howard R.A., J.-L. Bougeret*, 2001, JGR, 106, 29219.
2. *Tidman D.A.*, 1965, J. Planet, and Space Sci. 13, 781.
3. *Пикельнер С.Б., Гинцбург М.А.*, 1963, Астрон. ж. 40, 842.
4. *Malitson H.H., Fainberg J., and Stone R.G.*, 1973, Astrophys. J. 14, 111.
5. *Boischot A.C., Riddle A., Pearce J.B., and Warwick J.W.*, 1980, Solar Phys., 65, 397.
6. *Payne-Scott R., Yabsley D.E., and Bolton J.G.*, 1947, Nature, 160, 256.
7. *Wild J.P. and McCready L.L.*, 1950, AJSRA, 3, 541.
8. *J.-L. Bougeret, M.L. Kaiser, P.J. Kellogg et al.*, 1995, SSR, 71, 231.
9. *Bougeret J.L., Goetz K., Kaiser M.L. et al.*, 2008, SSR, 136, 487.
10. *Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G., Stenborg G., Vourlidas A., Freeland S., Howard R.*, 2009, Earth, Moon, and Planets, 104, 295.
11. *Bilenko I.A.*, 2012, Geomagnetism & Aeronomy, 52, 1005.
12. *Биленко И.А.*, 2013, Труды всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», с. 31.
13. *Bilenko I.A.*, 2014, Solar Phys., 289, 4209.

ОБЩИЕ ТЕНДЕНЦИИ В ИЗМЕНЕНИИ ВЕЛИЧИН ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В КОНЦЕ XX – НАЧАЛЕ XXI В.

Бруевич Е.А.¹, Якунина Г.В.²

*Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва
e-mail (¹red-field@yandex.ru, ²yakunina@sai.msu.ru)*

GENERAL TRENDS IN THE CHANGE OF SOLAR ACTIVITY INDICES VALUES AT THE END OF XX – BEGINNING OF XXI CENTURY

Bruevich E.A.¹, Yakunina G.V.²

*Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow
e-mail (¹red-field@yandex.ru, ²yakunina@sai.msu.ru)*

We've analyzed several global indices of activity, including the Wolf numbers – W (or SSN), radio flux at 10.7 cm ($F_{10.7}$) and the solar constant (TSI). The relatively low values of solar indexes in the maximums of 23 and 24 cycles is explained, apparently, by the influence of the 50–70 year cycle on the 11-year periodicity at the end of XX – beginning of XXI centuries. Observers noted a marked reduction in the average magnetic field strength in small and medium-sized spots on the declining phase of cycle 23 and at the rising phase 24 cycle, whereas for large spots, nothing has changed. In this paper, we showed that the total number of sunspots is relatively decreased by 10–15% since 1990 to 2013 at the same level of $F_{10.7}$ than confirmed the trend detected by observers. We have also analyzed the variation of the solar constant – TSI in the cycles 22–24 and showed that the assumption based on the observation data Livingston et al. (2012) is true: at the same level of $F_{10.7}$ the value of TSI increases in the cycles 23–24.

Все индексы солнечной активности достаточно тесно связаны между собой, так как источником всех их вариаций является переменное магнитное поле. При различных реконструкциях прошлого (и предсказаниях будущего) подразумевается, что взаимосвязь между индексами активности остаются неизменной с течением времени. Это справедливо для индексов, которые имеют тесную физическую связь, как между $F_{10.7}$ и потоками в УФ-диапазоне. Но связь между потоками излучения и косвенными индексами, такими как SSN уже не столь очевидна: процессы образования и эволюции пятен разнообразны и недостаточно изучены. Действительно, в то время как давно существовала уверенность в тесной взаимосвязи между $F_{10.7}$ и числом солнечных пятен, что всегда позволяло рассчитать величину одного из другого, в настоящее время мы видим, что эта взаимосвязь неуклонно ухудшается. В последние десятилетия число солнечных пятен для заданного потока $F_{10.7}$ снизилось примерно на треть [1]. Причем среднегодовые значения числа солнечных пятен относительно $F_{10.7}$ в [1] с 1950 по 1990 гг. практически постоянны, а с 1990 по 2013 гг. уменьшаются по параболическому закону на 25%, см. Рис. 1. Видно, что при таком эмпири-

ческом законе, число пятен со временем может стремиться к нулю. При этом и напряженность магнитного поля пятен, усредненная по всем пятнам, постепенно уменьшается с 1998 по 2011 гг., примерно на 25% согласно [1].

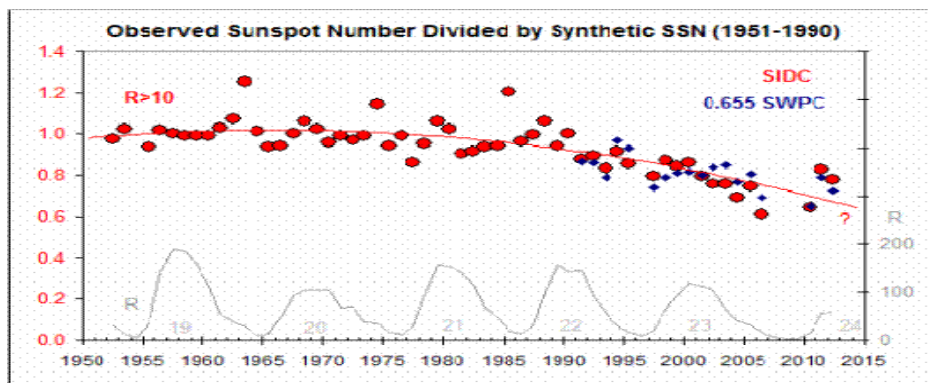


Рис. 1. Наблюдаемые SSN (красные точки – SIDC) делятся на synthetic SSN, рассчитанные на основе данных о $F_{10,7}$ за интервал в 1951–1990 гг. Синие крестики – это SWPC – NOAA sunspot numbers, их значение уменьшено в среднем с k -коэффициентом 0.655. График построен для $SSN > 10$. Начиная с ~1990 наблюдаемые SSN постепенно понижаются для одних и тех же значений $F_{10,7}$. Взято из [2].

Мы провели анализ среднемесячных значений SSN (NOAA sunspot numbers) в зависимости от величины $(F_{10,7} - F_{10,7}^{\min})$, где $F_{10,7}^{\min}$ полагаем равным 68, что примерно соответствует потоку от Солнца при полном отсутствии пятен.

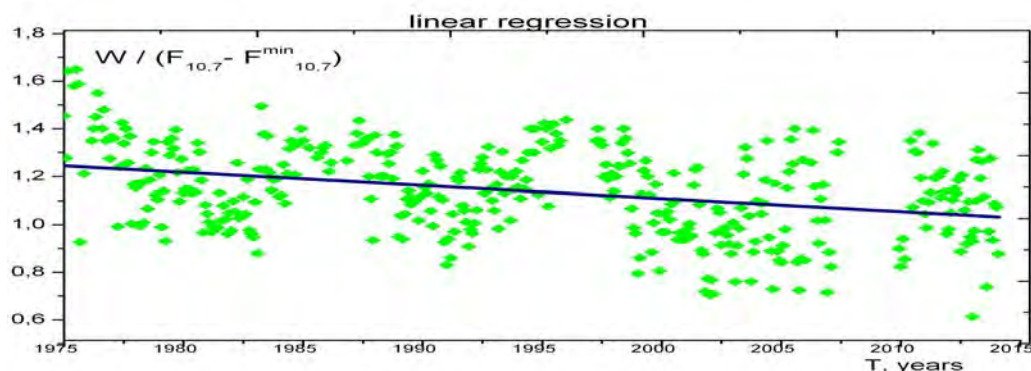


Рис. 2. Зависимость числа солнечных пятен SSN (NOAA) от приведенного потока $(F_{10,7} - F_{10,7}^{\min})$. Показана линейная регрессия, рассчитанная по методу наименьших квадратов.

На Рис. 2 мы показываем, что для среднемесячных значений SSN и $F_{10,7}$ разброс отклонений от линии регрессии больше, чем в случае среднегодовых величин в [1]. Месяцы, когда значение $SSN < 10$, не учитывались из-за возможных неконтролируемых ошибок. Из Рис. 2 видно, как мы отмечали ранее в [3], что взаимосвязь между солнечными индексами гораздо сильнее в моменты, относящиеся к восходящей и нисходящей фазам 11-летнего цикла. И эта связь гораздо хуже в моменты максимумов и минимумов цикла.

Для среднемесячных значений SSN и $F_{10.7}$ в случае полиномиальной регрессии мы получили, что отношение числа пятен к потоку радиационного излучения со временем выходит на некоторый постоянный уровень, см. Рис. 3. В отличие от полиномиальной регрессии в работе [1], а также см. Рис. 1 (взяты из [2]), где число пятен в перспективе стремится к нулю. Из наших Рис. 2 и Рис. 3 видно, что общее число солнечных пятен с 1990 года относительно уменьшилось на 15% при одном и том же уровне $F_{10.7}$, что подтверждает тенденцию, обнаруженную наблюдателями [1, 4–7].

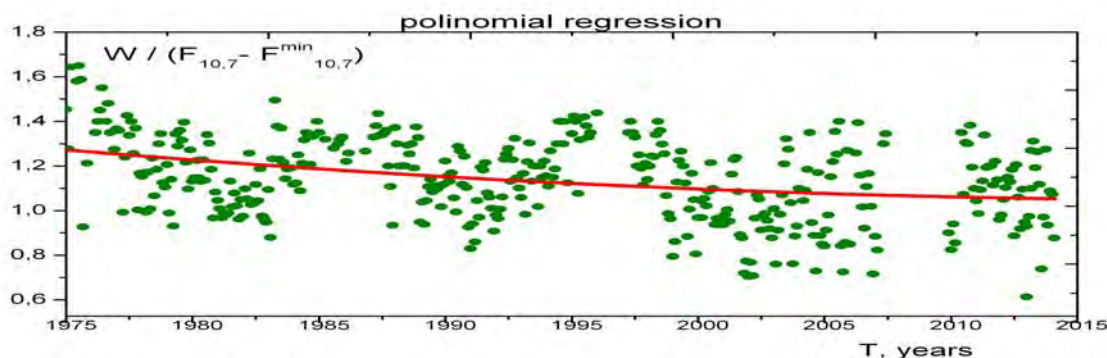


Рис. 3. Зависимость SSN (NOAA) от приведенного потока ($F_{10.7} - F_{10.7}^{\min}$). Показана полиномиальная регрессия, рассчитанная по методу наименьших квадратов.

Согласно наблюдениям [5] в то время как общее число пятен уменьшается на четверть за последние 30 лет, число очень крупных пятен остается неизменным. В [6] дано объяснение этому противоречию в долгосрочных колебаниях напряженности магнитного поля солнечных пятен. Анализ данных [5, 7] показал, что наряду с обнаруженной тенденцией к уменьшению магнитного поля, усредненного по всем пятнам, для самых крупных пятен уменьшения магнитного поля не наблюдается, а наблюдаются нормальные вариации, характерные для 11-летнего цикла. Таким образом, только при разделении пятен на малые и крупные можно объяснить противоречия в поведении пятен, в тенденции изменения их магнитных полей в 22, 23 и 24 циклах. Кроме того, в [6] обнаружена отрицательная корреляция между количеством малых и больших пятен. В период 1998–2011 гг., число крупных солнечных пятен постепенно уменьшается, а число мелких пятен неуклонно увеличивается, [6].

Необычно ведут себя и другие индексы активности, связанные с поверхностными магнитными полями. В [4] на основе данных наблюдений на обсерватории Сан-Фернандо (Испания) проведен анализ суммарных площадей солнечных пятен, а также суммарных площадей факельных областей. Авторы показали, что относительные амплитуды площадей пятен в максимумах уменьшаются по сравнению с циклом 22 в циклах 23 и 24 как 1.0, 0.74, и 0.37 соответственно. Также в течение 22, 23 и 24 циклов на обсерватории Сан-Фернандо проводились наблюдения суммарных факельных площадей: отношение facular/network по изображениям в линии *CaII K*. Оказалось, что суммарные площади факелов в линии *CaII K* уменьша-

ются от 22 к 24 циклу. При этом в цикле 24 отношение площадей facular-to-spot увеличивается.

Мы попытались выявить эффект увеличения потока излучения от солнечной фотосферы, а с ним и увеличение TSI (total solar irradiance) в результате уменьшения дефицита фотосферного излучения в пятнах. Проведено сравнение TSI в цикле 22 с TSI в 23–24 циклах относительно устойчивого солнечного индекса – $F_{10.7}$.

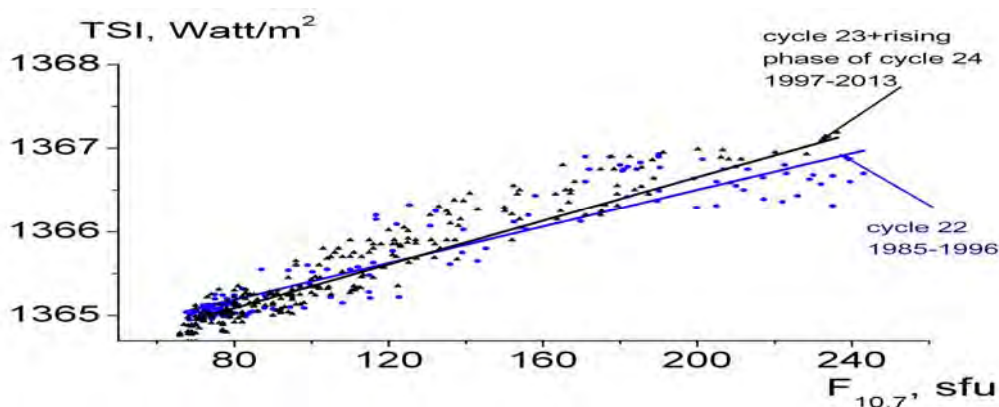


Рис. 4. Зависимость TSI от потока $F_{10.7}$ в 22 и 23-24 циклах активности.

Рис. 4 показывает, что для построенной нами зависимости солнечной постоянной от потока $F_{10.7}$, при одном и том же уровне $F_{10.7}$ величина TSI в 23–24 циклах активности немного повышается.

Наш анализ вариации полного потока TSI в циклах 22–24 и показал, что предположение, основанное на данных наблюдений [5, 7] справедливо: при одном и том же уровне $F_{10.7}$ величина TSI в 23–24 циклах активности повышается. Это предположение основывается на следующем тонком эффекте: при уменьшении среднего числа пятен, а также при уменьшении их контраста общий поток излучения от солнечной фотосферы увеличивается, а с ним растет и TSI.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-02-31425.

Литература

1. Livingston W., Penn M.J. and Svalgaard L., 2012, ApJ, **757**, L8.
2. Svalgaard L., Solar Activity – Past, Present, Future, 2012, <http://wattsupwiththat.com/2012/11/11/solar-activity-past-present-future/>
3. Bruevich E., Bruevich V., Yakunina G., 2014, J of Astrophys. Astron., V. **35**, N1, 1.
4. Chapman G.A., Toma G., Cookson A., 2014, Solar Phys., **289**, 3961.
5. Penn, M.J., & Livingston, W. 2006, ApJ, **649**, L45.
6. Nagovitsyn Y.A., Pevtsov A.A., and Livingston W.C., 2012, ApJ, **758**, L20.
7. Penn, M.J., & Livingston, W., 2011, in IAU Symp. **273**, 126.

ЧАСТОТНО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ РЯДОВ НАБЛЮДЕНИЙ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Бруевич Е.А.¹, Якунина Г.В.²

Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва
e-mail (¹red-field@yandex.ru, ²yakunina@sai.msu.ru)

TIME-FREQUENCY ANALYSIS OF OBSERVATIONAL DATA OF SOLAR ACTIVITY INDICES

Bruevich E.A.¹, Yakunina G.V.²

Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow
e-mail (¹red-field@yandex.ru, ²yakunina@sai.msu.ru)

Method of continuous wavelet transform Morley (chosen by us from a comparison of the most used 5 mother wavelet) was applied to time-frequency analysis of indices of solar activity: W , $F_{10,7}$, Mg II 280 nm, F_{530} , Flare Index and Counts of flares. Simultaneously with the maximum amplitude of the main 11-year cycle of solar activity we identified several low-amplitude cycles with periods (1,3–100 years). The frequency-time characteristics of wavelet representations are very similar to each other. We also found some differences in the results caused by stochastic processes in time of maxima and minima of the 11-year cycle.

Солнечная активность тесно связана с эволюцией магнитных полей. Временной анализ индексов активности был выполнен нами для 21–23 циклов [1]. Высокая степень корреляции $F_{10,7}$ со всеми основными индексами предполагает тесную зависимость от параметров плазмы, где все эти потоки формируются и источники пространственно близки. Поскольку $F_{10,7}$ увеличивается при увеличении температуры, плотности вещества и магнитных полей, это делает его хорошим показателем общего уровня солнечной активности. Нами использовались архивы данных наблюдений NASA (<http://www.ngdc.noaa.gov/stp/spaceweather.html>).

Вейвлет-преобразование сигналов – это обобщение спектрального анализа, например, классического преобразования Фурье. Выбор материнского вейвлета для исследования определяется поставленной задачей и характером изучаемого сигнала. Вейвлет-анализ позволяют успешно осуществлять обработку данных наблюдений солнечной активности на разных временных масштабах [2, 3]. В отличие от преобразований Фурье, вейвлет-преобразование одномерных сигналов обеспечивает двумерную развертку, при этом частота и координата рассматриваются как независимые переменные, что дает возможность анализа сигналов сразу в двух пространствах [4]. Строится проекция на частотно-временную плоскость (а, б) с изоуровнями, и это позволяет проследить изменения коэффициентов на разных масштабах во времени и выявить локальные экстремумы.

Используемый нами вейвлет-анализ рядов чисел Вольфа (W) (Рис. 1а, 1б) показал, что локальные экстремумы большей амплитуды описывают цикличность с периодом около 10–10,5 лет и со значительно меньшей амплитудой выявляют квазидвухлетнюю цикличность.

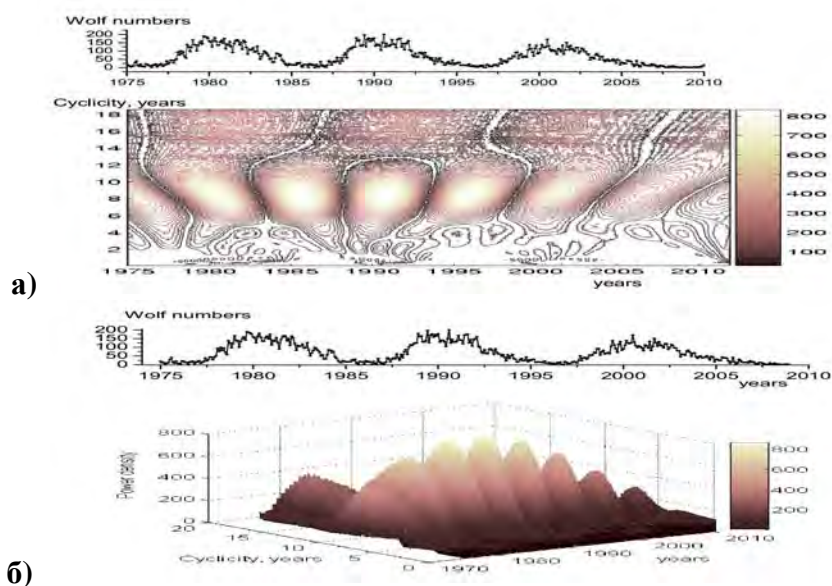


Рис. 1. Ряд наблюдений W и его вейвлет-отображение (Морли) в виде проекции вейвлет-коэффициентов $C(a,b)$ на частотно-временную плоскость (a,b) с изоуровнями (а) и его трехмерное вейвлет-отображение (Морли) (б).

На Рис. 1а демонстрируется возможность частотно-временного анализа временных рядов на примере вейвлет-анализа ряда чисел Вольфа. Плоскость XY соответствует частотно-временной плоскости (a,b): a – Y (Cyclicly, years), b – X (Time, years).

На Рис. 1б показаны проекции вейвлет-коэффициентов $C(a,b)$ на частотно-временную плоскость (a,b) с изоуровнями в виде уже трехмерного вейвлет-отображения того же временного ряда W. Величина вейвлет-коэффициентов $C(a,b)$ отложена по оси Z – аналог Power density из Фурье-анализа.

Мы провели анализ временных рядов $F_{10,7}$ (1950–2011 гг.) с использованием различных материнских вейвлетов: Дебеши, Симлета, Мейера, Гаусса и Морли [5] и показали, что наилучшие результаты при исследовании рядов $F_{10,7}$ получаются при помощи вещественных и комплексных вейвлетов Морли и Гаусса. У комплексного вейвлета Морли вводится зависимость уже от двух параметров: (1) – определяет ширину вейвлет-фильтра, и (2) – локальный центр вейвлет-частоты. Анализ с комплексным вейвлетом Морли 1.5-1 лучше всего описывают эволюцию 11-летнего цикла в ущерб менее выраженных циклов.

В результате был определен период 23-го цикла активности $T > 12$ лет (этого мы не получаем при анализе с вещественным вейвлетом Морли), см. Рис. 2. Видно преимущество основного 11-летнего цикла, тогда как циклы с меньшими периодами подавляются. Ряды среднемесячных значе-

ний индексов солнечной активности, используемые в нашей работе, представлены в сводном виде в работе [1].

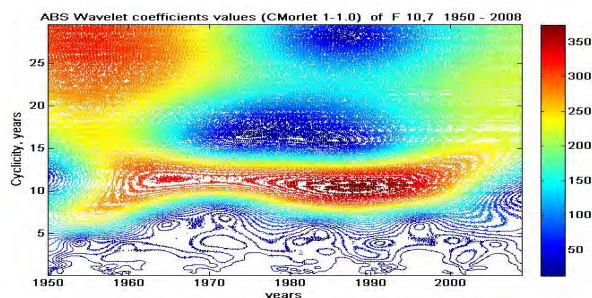


Рис. 2. Анализ ряда $F_{10,7}$ (1950–2008 гг.) с комплексным вейвлетом Морли 1.5–1.

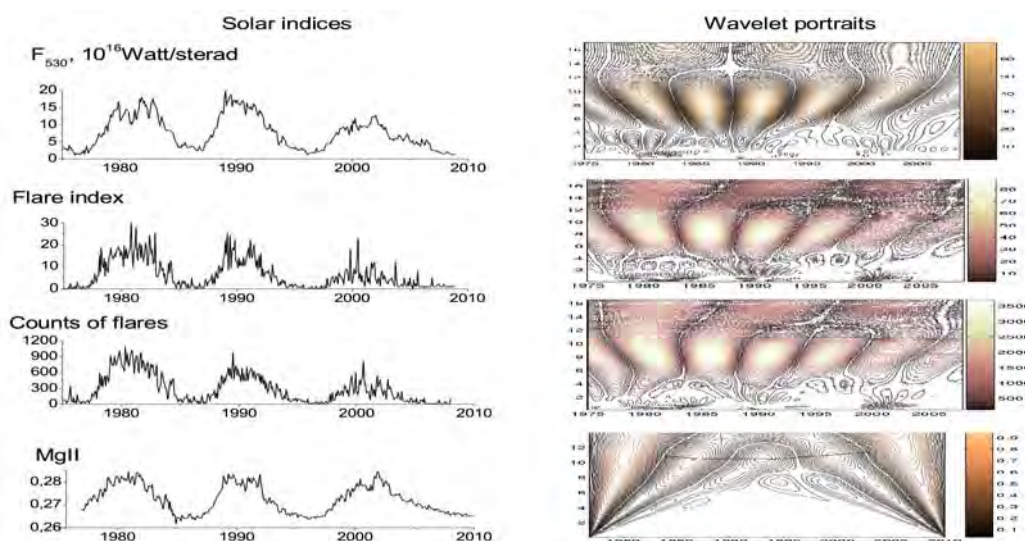


Рис. 3. Ряды наблюдений F_{530} , Flare Index, Counts of flares и Mg II 286 нм и их вейвлет-отображения в виде проекции вейвлет-коэффициентов $C(a, b)$ на частотно-временную плоскость (a, b) с изоуровнями. Используется вещественный вейвлет Морле.

Ряды среднемесячных значений четырех индексов представлены на Рис. 3 – левая часть. Правая часть Рис. 3 – вейвлет-отображения, полученные с помощью вещественного вейвлета Морли. Таким образом, мы можем сравнить вейвлет-отображения индексов солнечной активности, характеризующие потоки излучения, формирующиеся на различных высотах солнечной атмосферы. В случае индекса Mg II погрешности наблюдений (различная аппаратура на нескольких спутниках) и малая амплитуда вариаций сыграли большую роль, чем в случае других индексов, и оказалось невозможным провести качественный частотно-временной анализ.

На Рис. 4 мы видим цикличность на квазидвухлетних и меньших временных масштабах, что согласуется с результатами в работах [6, 7]. Отмечены циклы с 5-ти, квазидвухлетними и 1,3-летними периодами.

Большой интерес представляет изучение солнечной активности в прошлом [2, 8]. В связи с этим мы проанализировали ряды солнечных наблюдений на вековой временной шкале. На Рис. 5 представлен вейвлет-анализ (Морли) ряда среднегодовых значений W (с 1700 по 2009 г.) на

масштабе более 100 лет. Кроме основного 11-летнего цикла, мы видим полувековые и вековые циклы и их эволюцию во времени.

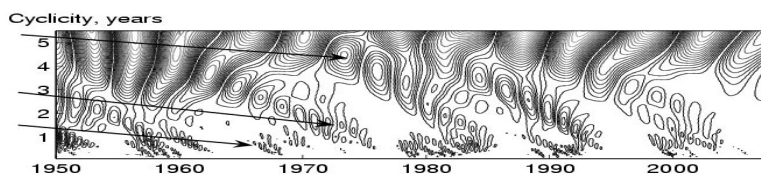


Рис. 4. Вейвлет-отображение Морли ряда W на масштабе периода циклов менее 6 лет.

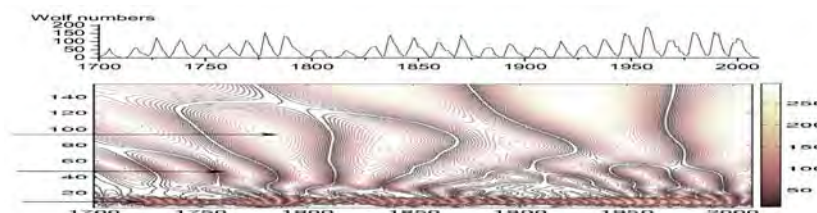


Рис. 5. Вейвлет-отображение (Морли) ряда W на масштабе более 100 лет.

Для иллюстрации метода и возможности его применения нами построены разрезы (локальные отображения вейвлет-коэффициентов $C(a,b)$ для конкретных моментов t) для чисел Вольфа в 23 цикле, см. Рис. 6. Мы проанализировали три даты: минимум активности в 1996 г., фаза роста в 1998 г. и максимум в 2001 г. Идеально соответствует периоду цикла в 10–11 лет вейвлет-отображение для фазы роста – середины цикла. Наилучшее соответствие наблюдениям мы можем видеть в середине цикла на фазах роста и спада вне минимумов и максимумов.

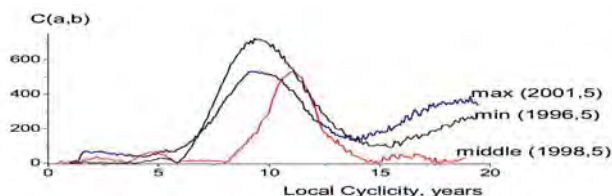


Рис. 6. Разрезы массивов вейвлет-коэффициентов $C(a,b)$ для фиксированных трех дат наблюдения: для минимума (1996,5), фазы роста (1998,5) и максимума (2001,5).

Показано, что с помощью вейвлетов Морли и Гаусса возможно успешное изучение эволюции солнечной цикличности в интересующий момент времени наблюдений. При этом мы обнаружили существование периодичностей второго порядка, которые, возможно, являются гармониками основного 11-летнего периода.

Литература

1. Bruevich E., Bruevich V., Yakunina G., 2014, J of Astrophys. Astron., V. **35**, N1, 1.
2. Морозова А., Пудовкин М., Черных Ю., 1999, Геомагн. аэроном, **39**, 40.
3. Витязев В.В. Вейвлет-анализ временных рядов, Изд. СПбГУ, 2001.
4. Черных Ю.В., 2003, Труды СПИИРАН. Вып. 1, Т. **3**. СПб.
5. Bruevich E., Bruevich V., Yakunina G., 2014, Sun and Geosphere, V. **8**, N.2, 91.
6. Лившиц И.М., Обридко В.Н., 2006, АЖ, Т. **83**, № 11, 1031.
7. Иванов-Холодный Г., Могилевский Э., Чертопруд В., 2003, Геомагн. аэроном, **43**, 161.
8. Наговицын Ю.А., 2008, Астрофизический бюллетень, Т. **63**, № 1, 45.

ГЕОМАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ 24 ЦИКЛА И ИХ ИСТОЧНИКИ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ – СТАТИСТИКА И ФРАКТАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Вальчук Т.Е.

ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, г. Троицк
e-mail: valchuk@izmiran.ru

GEOMAGNETIC DISTURBANCES IN 24-th CYCLE AND THEIR SOURCES IN SOLAR WIND – STATISTICS AND FRACTAL ANALISYS

Val'chuk T.E.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetizm, Ionosphere and Radio Wave
Propagation RAS, Moscow, Troitsk*
e-mail: valchuk@izmiran.ru

The slow growth of 24-th solar cycle allows to add it to the type of low cycles. Geomagnetic activity is not expensive too – strong geomagnetic storms were absent in the beginning of growth branch of this cycle. Very prolonged minimum (2008–2011) was lasting about 4 years. We may remember that century minimum of solar activity was predicted after high strong cycles. It may be – we look this situation now. All geomagnetic storms (2010–2013) were collected and studied. The most interesting case from sporadic phenomena (AR 11429 in beginning of March 2012) is considered in details.

1. Введение

Развитие 24 цикла солнечной активности (СА) до настоящего времени продолжается по сценарию низких циклов СА. Необычность текущего цикла предопределил исключительно затяжной период фазы минимума в завершении 23 цикла, длившейся практически 4 года. Это радикальное отличие от продолжительности минимумов 17–22 циклов говорит о необычности наступившего 24 цикла, что подтверждается невысоком уровне чисел Вольфа в максимуме этого цикла в традиционной системе оценки 11-летней цикличности. Фаза максимума 24 цикла завершается, ее ход представлен глубоким понижением чисел Вольфа W в 2012–2013 гг. между двумя основными пиками W : в ноябре 2011 г. $W = 96.7$ и в феврале 2014 г. $W = 102.8$.

Наращение СА в цикле, прежде всего, оценивают по росту спорадических событий вспышечной активности, которые сопровождаются протонными событиями, выбросами корональной массы (КВМ) и волокон. Хотя вспышечная активность была невысока, в 24 цикле отмечено беспрецедентное увеличение КВМ и волокон.

2. Геомагнитная активность начала 24 цикла СА

Период глубокого минимума, наступившего во второй половине 2008 и первой половине 2009 года, завершился ощутимым ростом СА в 2010 году. Спорадические проявления СА проявляются в геомагнитных возмущениях при наступлении спорадического события на Солнце в геоэффективной зоне – центральной части солнечного диска. Начало 24 цикла характерно небольшим количеством таких событий, поэтому каждое из них привлекало большое внимание и подвергалось тщательному анализу. Далее был составлен и оформлен в 2014 г. препринт "Магнитосферная возмущенность 2010–2013 гг. по данным обсерватории МОСКВА" в ИЗМИРАН. В нем представлен текущий каталог магнитных бурь (МБ) и их классификация по уровню геомагнитных и авроральных проявлений, а также источников в СВ. Мощных событий ГА пока не отмечено, максимальный уровень ГА в бурях не превосходил G3.

3. Данные и анализ прохождения комплекса СА с АО 11429

3.1. Интервал спорадических возмущений. Выбор возмущенного периода начала марта 2012 г. связан с прохождением по диску активной области (АО) №11429. Эта АО входила в комплекс, обеспечивший последовательность рентгеновских вспышек и вспышечных потоков солнечного ветра (СВ), нашедших проявление в каскаде магнитных бурь с 7 марта по 15 марта 2012 года.

3.2. Вспышечная активность при прохождении АО 11429. По данным сайта [http://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events] первая вспышка балла В4.1 произошла 2 марта в 03:09:00 UT в координатах N17E87, следующая В5.8 – через 2 часа, а затем рентгеновская вспышка М3.3 в 17:29:00 UT подтвердила стремительное развитие АО. 11 вспышек баллов С и В, с дополнением 2-х вспышек АО 11427 и 11428, реализовались со 2.03 по начало 4.03, когда в 10:29:00 UT вспыхнула М2.0 в AR 11429 уже при N16E65. 4 вспышки балла С от комплекса АО 11427 и 29 завершились до третьей рентгеновской X1.1 5 марта, начавшейся в 02:30:00 UT в АО 11429, ее координаты N19E58 – ближе к центральному меридиану. 5–6 марта осуществилось 25 вспышек балла С и 10 рентгеновских: 9 вспышек балла М и одна X1.1 5 марта в 02:30:00 UT. Только за 2 вспышки балла С ответственна АО 11430, все остальные генерировала только АО 11429.

Сутки UT 7 марта начались со второй по величине в 24 цикле вспышки X5.4 в 00:02:00 UT при N18E31. Через час реализовалась X1.3 на N15E26. Далее с 7 по 10 марта проследовали 11 вспышек балла С – уже в близости к ЦМ Солнца от ARs 11429, 430 и 428. Рентгеновская М6.3 в 03.22.00 UT 9 марта при N15W03 продолжилась 15 вспышками балла С. В 17:15:00 UT 10 марта реализована рентгеновская вспышка М8.4.

С 11 по 13 марта произошли 13 вспышек (3 вспышки – балла В, остальные С). Во второй половине суток 13 марта рентгеновская **M7.9** в AR 11429 началась в 17:12 и завершилась в 17.41 на N17W66.

14 марта в 15:08:00 UT началась **M2.8** на N13E05 в АО 11432.

15 марта наблюдались две оптические вспышки C1.1 и B8.1 на западном лимбе от главной АО 11429. Затем AR 11432 16 марта в 07:23:00 вторично генерировала рентгеновскую вспышку **M1.8** на N14W03, после перехода ЦМ на диске Солнца. В это время AR 11429 выходит уже к западному лимбу, реализуя две вспышки баллов С и В. Инициатива переходит к АО 11 432, 433, 436, 435 – до 18:25 UT 17 марта они выдали 11 вспышек баллов С и В, а затем 17 марта в 20:32:00 UT AR 11434 осуществила рентгеновскую вспышку **M1.3** на S20W25. Последним проявлением вспышечной активности АО 11429 была вспышка B8.6 17 марта в 23:20:00 UT на N19W87. Прохождение АО 11429 по видимому диску Солнца на этом было завершено.

3.3. Три сценария в активном периоде. Возмущенный период был разделен условно на три сценария в зависимости от качества спорадических событий. 1-й сценарий, с МБ 7–8 марта, сугубо вспышечный: индекс Dst достигает -139 нТл, Ap = 71 нТл. Во 2-й половине суток 11 марта приходит поток СВ от внезапного всплеска активности, 2-й сценарий, с 12 по 15 марта, протекает под его воздействием. В плоскости эклиптики распространяется серповидный изгиб фронта, виден двухступенчатый приход высокоскоростного потока СВ с плотностью до 40 ед. на фронте. Вспышка M8.4 ассоциирована с этим периодом. 3-й сценарий – завершение мартовского периода активизации. В нем проявляются вспышки от уходящей АО 11429 и АО 11432, а также влияние выходящей 13 марта на ЦМ трансэкваториальной корональной дыры (КД).

Однозначная связь геомагнитных возмущений с источниками на Солнце является основой трактовки магнитосферных проявлений.

3.4. Расчет фрактальной размерности и анализ результатов. Фрактальный анализ плазменных данных КА Wind, http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/cdaweb/istp_public/, осуществленный по ранее разработанной и опробованной [1–3] методике с использованием метода Хигучи [4], с вариациями расчетных параметров для этого конкретного периода марта 2012 года, подтвердил ранее высказанные в [5] предположения, что для фазы минимума фрактальный анализ дает легко интерпретируемые результаты в виде оценки ФР параметров плазмы в силу более крупномасштабных потоков коронально-дырового генезиса, а также четкой смены секторной структуры. В отличие от этого, возмущения спорадического характера выявляются в резких изменениях ФР, стремительных экскурсах, что говорит о стохастичности вспышечных потоков. Их структуризация несет отпечаток вспышечных событий, которые обеспечивают магнитосферную возмущенность. Тем не менее, фрактальность среды со-

храняется, поскольку величина ФР $D < 2$. Однако выявленная для периода минимума СА закономерность в структуризации плазменных потоков при изменении секторной структуры межпланетного магнитного поля, когда ФР понижается до величин $D < 1.5$, сохраняется в расчетах для периода прохождения АО 11429, подтверждая качественное отличие потока плазменного слоя, облегающего тонкий токовый слой, расположенный внутри него, от турбулизованных спорадических потоков.

Выводы

Возможное наступление минимума векового хода СА могло обусловить затяжной минимум СА в конце 23 цикла и сравнительно невысокую геомагнитную возмущенность 24 цикла, обусловленную спорадическими проявлениями на Солнце. Анализ ветвей роста известных циклов СА прошлого позволяет предполагать невысокий максимум 24 цикла СА, который в традиции четных циклов может быть дополнен рекуррентным максимумом СА в случае развития мощных комплексов активности с рекуррентными корональными дырами на ветви спада 24 цикла.

Спорадические явления на Солнце начала марта 2012 года, обеспеченные АО 11429, проявились в вариациях глобальной ГА последовательностью геомагнитных бурь и мощными авроральными суббурями. Этот возмущенный период в СВ был исследован по методу Хигучи для оценки фрактальной размерности параметров скорости и плотности СВ. Структуризация плазменных потоков проявляется в значимых понижениях ФР при смене секторной структуры межпланетного магнитного поля, что было выявлено нами ранее по данным эпохи минимума СА [5]. Для спорадических потоков СВ начала марта 2012 г., переменных по самой природе их генерации, тенденция отчетливо видна.

Литература

1. Вальчук Т.Е., Могилевский Э.И. Геомагнетизм и аэрономия, Т.44, № 5, с.54–62, 2009.
2. Вальчук Т.Е. Особенности гелиосферного плазменного слоя при зарождении активности нового 24 цикла // Солнечная и солнечно-земная физика – 2008. Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца, Труды. СПб, с. 33–36, 2008.
3. Val'chuk T.E. The beginning of new 24-th cycle in solar and geomagnetic activity generation / Proceedings of the 32th Annual Seminar “Physics of auroral phenomena”. Print. Kola Science Centre RAS, p.140–143, 2009.
4. Higuchi T. Approach to an irregular time series on the basis of the fractal theory. Physica, D31, p. 277–283, 1988.
5. Valchuk T.E. Fractal characteristics of heliosphere plasma layer transitions in 2006 / Proceedings of the 30th Annual Seminar “Physics of Auroral Phenomena”, February 27 – March 3, 2007, Apatity. Print. Kola Science Centre RAS, p.145–148, 2007.

СВОЙСТВА МАГНИТНЫХ БИПОЛЕЙ В 15–24 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Васильева В.В., Тлатова К.А.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Россия

PROPERTIS OF MAGNETIC BIPOLES IN 15–24 CYCLES ACTIVITY

Vasil'eva V.V., Tlatova K.A.

Kislovodsk mountain astronomical station, Russia

Carried out digitization sunspot magnetic fields based on daily observations of Mount Wilson Observatory in the period 1917–2013. The data include coordinates, area and intensity of the magnetic fields of the sunspot umbra and pores. For sunspot groups were identified characteristics of magnetic bipoles, which were used for further analysis. It has been established that: 1) The angle of the magnetic axis of a dipolar (tilt angle) even cycles greater than the angle in the following odd cycles, except for the pair of cycles 22–23. 2) The angle of the magnetic bipolar axes, averaged over the cycle activity is inversely proportional to the amplitude of the sunspot cycles. 3) There is a long-term variations bipole tilt angles.

Введение

Одной из характеристик биполярных групп солнечных пятен является угол наклона оси группы к экватору. Хорошо известно, что угол наклона активных областей увеличивается с их широтой (закон Джоя). Эта закономерность была обнаружена в 1919 году Хейлом. Статистический анализ координат пятен показывает, что, хотя разброс углов наклона отдельных групп достаточно велик, средний угол наклона возрастает от нескольких градусов (для групп, близких к экватору) до $10\text{--}15^\circ$ — для высокоширотных групп (с широтами $\pm 25\text{--}30^\circ$ и выше). Позже, этот закон был подтвержден во многих работах [1–4]. В настоящее время считается, что закон Джоя вызван действием силы Кориолиса, которая разворачивает всплывающие магнитные поля, образующие солнечные пятна.

Dasi-Espruig et al. [4] по данным наблюдений пятен в белом свете данных обсерваторий Маунт Вилсон (МВ) и Кодайканал (КК) установили, что существует антикорреляция между нормированным углом наклона биполей α/λ и мощностью цикла активности с коэффициентами: $r = -0.95$ и $r = -0.93$ для МВ и КК. Однако в работах [6] и [7], используя те же ряды данных, эти результаты не были подтверждены. Поэтому в работе [5] авторы признали ошибку в своем анализе. Таким образом, факт связи между амплитудой цикла активности и углом наклона магнитных биполей оставался недоказанным, хотя установления такой связи является важным для моделирования динамо процесса на Солнца.

Данные, использованные в упомянутых работах, не содержали информацию о знаке или напряженности магнитных полей. Это были данные

о положении солнечных пятен по данным наблюдений в белом свете. В этой работе мы использовали другой набор данных – наблюдения магнитных полей ядер и пор, измеряемых на обсерватории Маунт Вилсон с 1917 г.

Данные и метод анализа

Мы использовали данные ежедневных наблюдений обсерватории Маунт Вилсон. Измерения магнитного поля проводятся во втором порядке спектрографа путем измерения расщепления зеемановской компоненты. Напряженность магнитного поля в центре солнечного пятна наблюдается визуально в линии железа $\lambda 6173$ в период 1917–1962 гг., а после этого периода – в линии $\lambda 5250$. Для оцифровки данных мы разработали специальное программное обеспечение. В результате была создана база данных, содержащая более 407 тыс. характеристик ядер и пор, включая их положение, напряженность магнитных полей и площадь (Рис. 1).

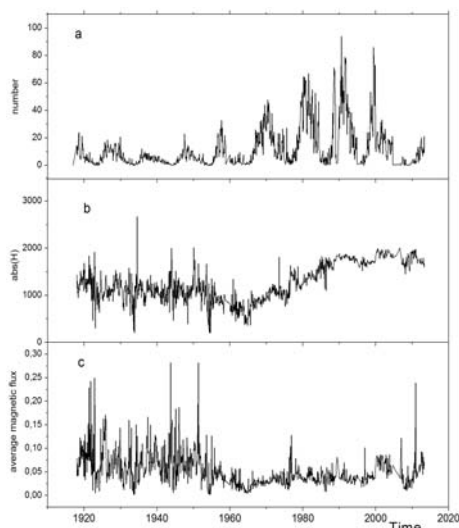


Рис. 1. Изменение во времени среднемесячных значений а) число измерений в день; б) напряженность магнитного поля; в) магнитный поток одного измерения в единицах 10^{18} Вебер.

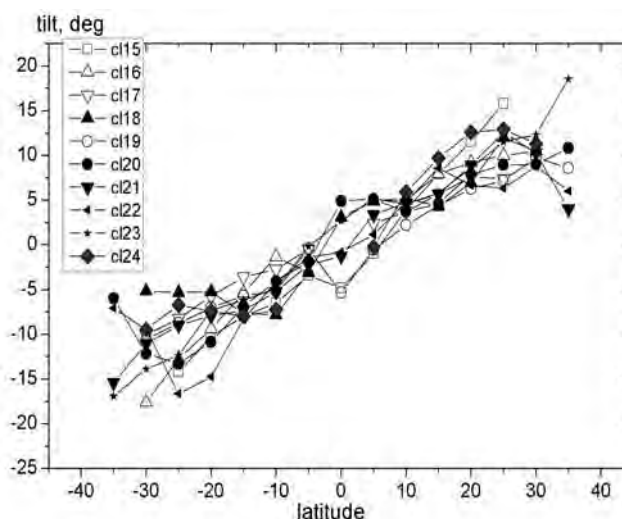


Рис. 2. Зависимость угла наклона магнитной оси биполей от широты для циклов активности 15÷24.

По имеющимся данным напряженности магнитного поля, положению и площади измеренных пятен была создана база данных магнитных биполей. Для выборки биполей мы использовали алгоритм, описанный в работах [8] и [9]. Алгоритм основывается на выборке близких пятен противоположной полярности магнитного поля, обладающих примерно одинаковыми магнитными потоками. Всего нами было выделено около 60 тысяч биполей. Для биполей был определен угол наклона магнитной оси к экватору («тильт-угол»). Ось проводилась от центра ведущего (западного) пятна к центру ведомого (восточного) пятна. Среднее значение этого угла для

всего массива данных составило для биполей северного полушария 5.74° и для южного полушария 5.72° . На Рис. 2 представлены зависимости угла наклона от широты для циклов активности 15–24. Угол наклона растет с широтой, что соответствует закону Джоя, однако существуют вариации этого угла от цикла к циклу. Зависимость угла наклона τ можно представить в виде линейной аппроксимацией от широты: $\tau = a + b \cdot \lambda$. На Рис. 3 представлены изменения коэффициента b для различных циклов активности. Оказалось, что эти изменения носят характер долговременной модуляции. В 19-м цикле параметр b был минимальным, что соответствует слабой зависимости тилт угла τ от широты λ . Максимальное значение b было

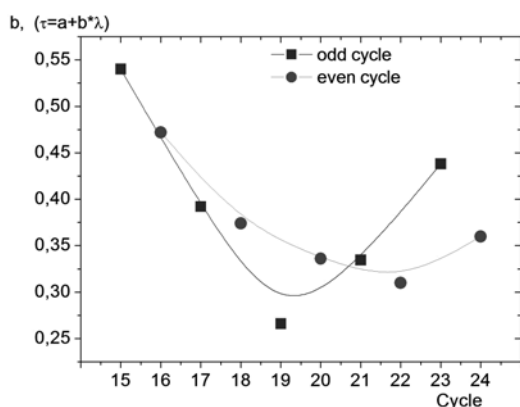


Рис. 3. Изменение коэффициента b в зависимости закона Джоя $\tau = a + b \cdot \lambda$ для различных циклов активности.

в 15-м цикле активности. Также для четных циклов в хейловских парах параметр b был выше, чем для нечетных, за исключением пары циклов 22–23, где наблюдалось нарушение правила Гневнышева-Оля. В хэйловских парах, как правило, четные циклы имеют меньшую амплитуду, чем нечетные (Рис. 4). На Рис. 5 представлено изменение параметра b в зависимости от мощности цикла активности. Здесь в качестве параметра, характеризующего мощность цикла, мы взяли сумму площадей солнечных пятен от минимума до следующего минимума активности. Между мощностью цикла

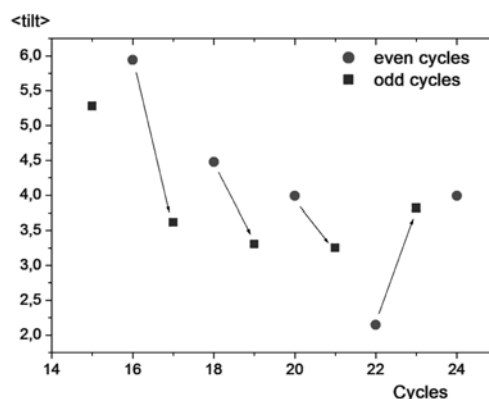


Рис. 4. Угол наклона магнитной оси биполей солнечных пятен 1918–2013. В четных циклах активности 16–20 угол наклона выше, чем в нечетных циклах. Пара 22–23 показывает исключение, как и правило Г-О.

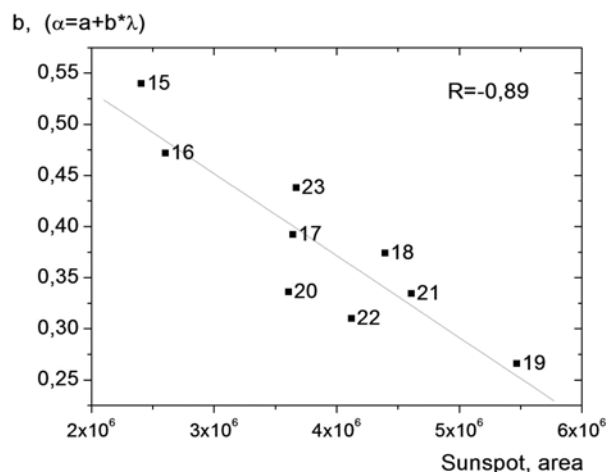


Рис. 5. Изменение параметра b в зависимости от мощности цикла активности.

активности и наклоном тильт-угла от широты существует отрицательная корреляция $R = -0.89$. Это означает, что в слабых циклах активности тильт-угол имеет более высокие значения. Параметр b для 15-го цикла примерно в 2 раза больше, чем для 19-го. Связь между углом наклона биполей и амплитудой следующего цикла активности оказалась слабой $R \sim 0.5$.

Выводы

Выполненный по данным измерений магнитных полей пятен в данной работе анализ приводит к следующим выводам и результатам:

- 1) подтверждена обратная связь между углом наклона магнитных осей биполей и мощностью цикла активности;
- 2) показано, что угол наклона магнитной оси биполей (тильт-угол) четных циклов больше, чем угол в последующих нечетных циклах, за исключением пары циклов 22–23.
- 3) были установлены долговременные вариации тильт-угла за столетний период.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и программ РАН.

Литература

1. *Howard, R.F.*: 1991, *Solar Phys.* **136**, 251.
2. *Wang, Y.-M., Sheeley, N.R.*: 1991, *Astrophys. J.* **375**, 761.
3. *Sivaraman, K.R., Gupta, S.S., Howard, R.F.*: 1993, *Solar Phys.* **146**, 27.
4. *Dasi-Espuig, M.; Solanki, S.K.; Krivova, N.A.; Cameron, R.; Peñuela, T.*, *Astronomy and Astrophysics*, **518**, id.A7, 10 pp. 2010.
5. *Dasi-Espuig, M.; Solanki, S.K.; Krivova, N.A.; Cameron, R.; Peñuela, T.* *Astronomy and Astrophysics*, V. 556, 3D0, 2013.
6. *McClintock, B.H.; Norton, A.A.*, *Solar Physics*, **287**, 215–227, 2013.
7. *Ivanov, V.G.*, *Geomagnetism and Aeronomy*, **52**, pp.999–1004, 2012.
8. *Tlatov A.G., Illarionov E.A., Sokoloff D.D, Pipin V.V.* 2013, *MNRAS*, 432, 2975–2984.
9. *Tlatov, A.G., Vasil'eva, V.V., Pevtsov, A.A.*, 2010, *ApJ*, 717, 357–362.

НАРУШЕНИЕ КОРРЕЛЯЦИИ МЕЖДУ АНОМАЛИЯМИ НИЖНЕЙ ОБЛАЧНОСТИ И ПОТОКАМИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ЕГО ВОЗМОЖНЫЕ ПРИЧИНЫ

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

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

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

VIOLATION OF CORRELATION LINKS BETWEEN LOW CLOUD ANOMALIES AND GALACTIC COSMIC RAY FLUXES AND ITS POSSIBLE REASONS

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

¹Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

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

³Central (Pulkovo) astronomical observatory, St. Petersburg, Russia

In this work we consider possible reasons for the violation of positive correlation between low cloud anomalies (LCA) and galactic cosmic ray (GCR) fluxes which took place in the early 2000s. It was shown that correlation links between cloud cover at middle latitudes and GCR fluxes observed on the decadal time scale are not direct, but realized through GCR influence on the development of extratropical baric systems (cyclones and troughs) which form cloudiness field. A positive correlation between LCA and GCR variations detected in the period 1983–2000 (Marsh and Svensmark, 2000) results from the intensification of cyclonic activity associated with GCR increase under strong polar vortex conditions. The violation of this correlation after 2000 seems to be related to the change of the vortex state which resulted in the sign reversal of GCR effects on the development of extratropical cyclones. The obtained results show that circulation changes should be taken into account when interpreting links between cloudiness and GCR intensity, as well as the state of the stratospheric polar vortex.

Вариации облачного покрова под влиянием потоков ГКЛ, вызывающие изменения радиационно-теплового баланса атмосферы, рассматриваются как один из возможных механизмов солнечно-климатических связей. Экспериментальной базой для данного механизма послужила высокая положительная корреляция между аномалиями нижней облачности (ЛСА) и потоками ГКЛ для периода 1983–1994 гг. [1]. Однако более поздние исследования [2] выявили нарушение указанной корреляции с начала 2000-х гг., что поставило под сомнение влияние ГКЛ на состояние облачности. Целью данной работы является исследование природы корреляционных связей между облачностью и потоками ГКЛ, а также возможных причин нарушения этих связей после 2000 года.

Известно, что основной причиной формирования облачности является перенос водяного пара по вертикали и его охлаждение, т.е., определяющую

роль в формировании поля облачности играют вертикальные движения воздуха. Наиболее крупномасштабные восходящие движения в умеренных широтах связаны с барическими системами – циклонами и ложбинами. Во внетропическом фронтальном циклоне имеются восходящие движения, обусловленные сходимостью воздушных течений к центру циклона у поверхности Земли, а также упорядоченные восходящие движения на его фронтах, приводящие к формированию фронтальной облачности – мощных систем слоистообразной облачности Ns-As-Cs на теплых фронтах и кучево-дождевой облачности (Cb) на холодных фронтах [3]. Облачные системы холодного фронта и внетропического циклона показаны на рис. 1.

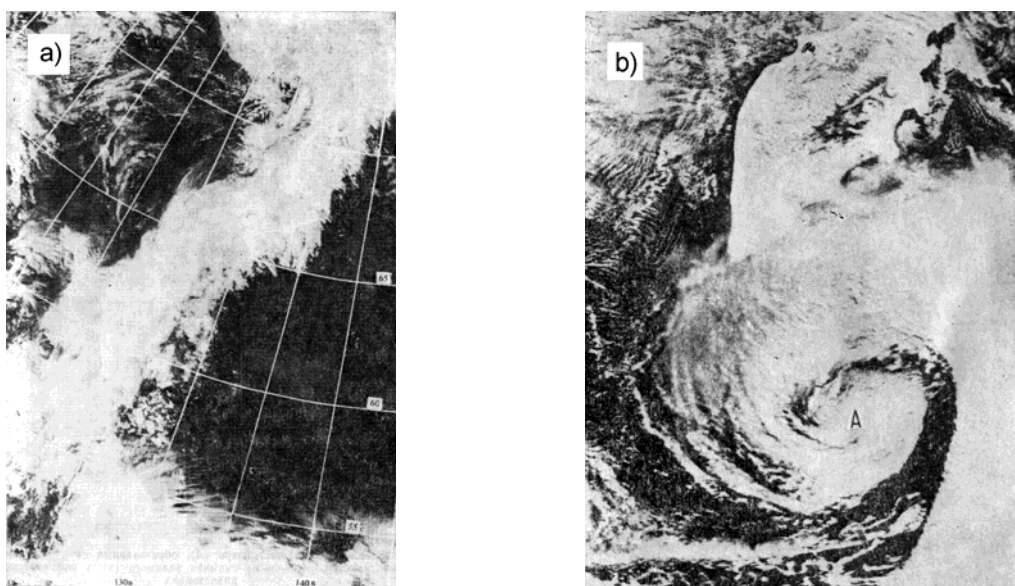


Рис. 1. Спутниковые фотографии облачной полосы холодного фронта (а) и облачного вихря в северном полушарии, связанного с внетропическим циклоном (б) [3].

Рассмотрим связь аномалий нижней облачности по данным ISCCP-D2 (<http://isccp.giss.nasa.gov>) с динамическими процессами в атмосфере умеренных широт. На рис. 2 показан временной ход аномалий нижней облачности и давления GPH700 (геопотенциальной высоты изобарического уровня 700 гПа по данным ‘реанализа’ NCEP/NCAR [4]) в умеренных широтах 30–60°N. Видно, что в течение всего периода наблюдений облачности 1983–2009 гг. как тренды (рис. 2а,б), так и отклонения от трендов (рис. 2в) LCA и аномалий GPH700 развивались в противофазе, т.е., с ростом давления (ослаблением циклонической деятельности) нижняя облачность уменьшалась. Противоположный характер изменений аномалий облачности и давления наиболее четко выражен для среднегодовых значений LCA и GPH700 (рис. 2г), при этом коэффициент корреляции между ними составляет -0.63 , а при сглаживании по трем годам приближается к -0.8 .

Приведенные выше данные указывают на тесную связь состояния облачности с динамическими процессами в атмосфере. Это позволяет предположить, что корреляция LCA и потоков ГКЛ [1] может быть обусловлена влиянием ГКЛ на циклоническую активность. Действительно, с начала

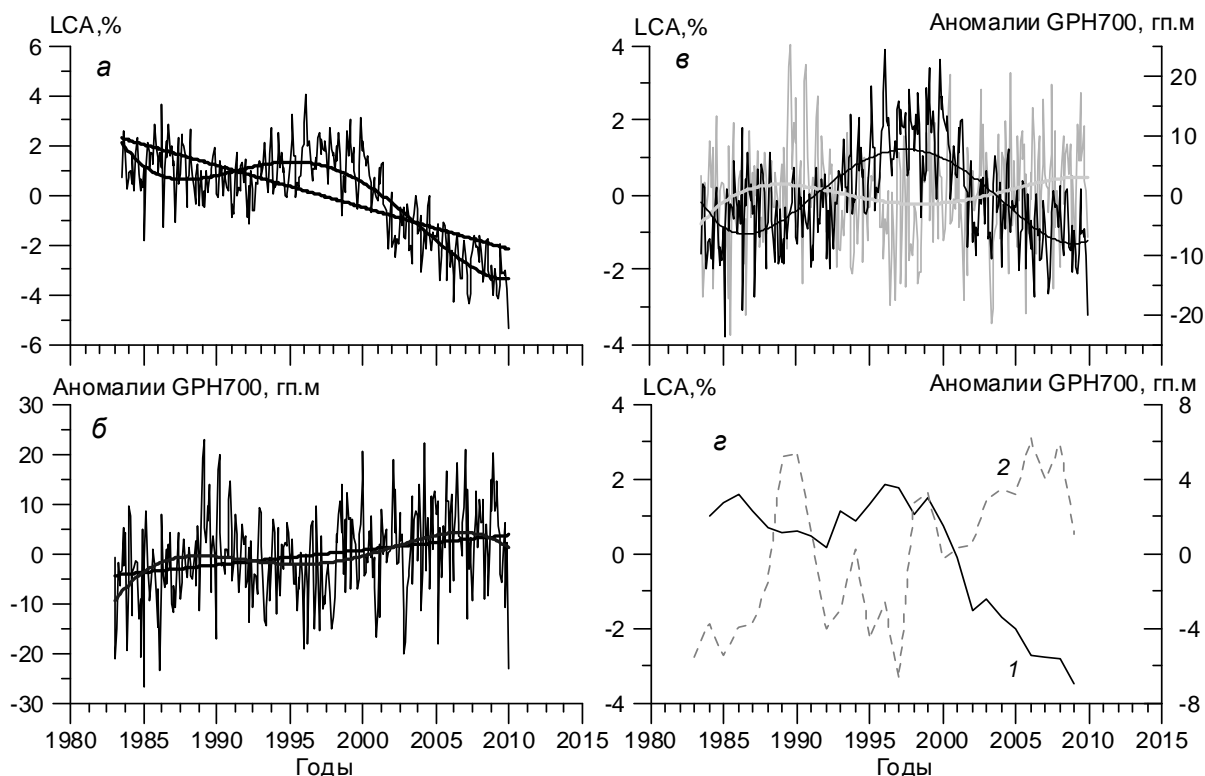


Рис. 2. Временной ход аномалий нижней облачности LCA и давления GPH700 в умеренных широтах 30–60°N: *а)* среднемесячные значения LCA; *б)* среднемесячные значения аномалий GPH700; *в)* среднемесячные значения LCA (черная линия) и аномалий GPH700 (серая линия) после вычета линейных трендов; *г)* среднегодовые значения LCA (кривая 1) и аномалий GPH700 (кривая 2). Толстыми линиями показаны линейные тренды и полиномиальное сглаживание аномалий.

1980-х гг. увеличение потока космических лучей сопровождалось интенсификацией внетропического циклогенеза как во временном масштабе порядка нескольких суток [5], так и на десятилетней шкале [6]. Согласно [6], на полярных фронтах умеренных широт, где происходит формирование и развитие внетропических циклонов, в 1980–2000 гг. давление понижалось с ростом потоков ГКЛ в минимумах 11-летнего цикла.

В то же время солнечно-атмосферные связи характеризуются временной изменчивостью [7]. В [6] была обнаружена ~60-летняя периодичность в коэффициентах корреляции между давлением во внетропических широтах и числами Вольфа, обусловленная сменой эпох крупномасштабной циркуляции атмосферы. В свою очередь, эпохи циркуляции связаны с эволюцией стратосферного циркумполярного вихря (ЦПВ). Обращения знака корреляции между давлением атмосферы и солнечно-геофизическими характеристиками совпадают с переходами вихря из одного состояния в другое [8] и обусловлены, по-видимому, изменением характера взаимодействия тропосферы и стратосферы [9]. Изменения состояния ЦПВ имели место в конце 19-го века, в 1920-х, 1950-х и начале 1980-х гг. [8].

Рассмотрим связь между вариациями давления в умеренных широтах и потоками ГКЛ. Временной ход аномалий GPH700 и потоков заряженных

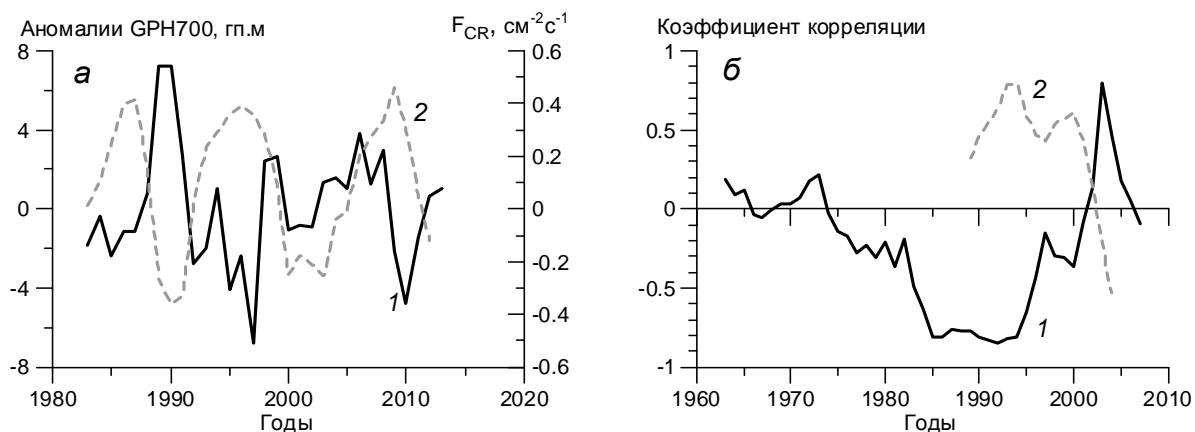


Рис. 3. а) Временной ход среднегодовых аномалий давления GPH700 в широтном поясе 30–60°N и потоков КЛ F_{CR} (ст. Долгопрудный) [10]; б) временной ход коэффициентов корреляции по 11-летним скользящим интервалам между аномалиями давления и потоками КЛ (кривая 1) и между аномалиями нижней облачности и потоками КЛ (кривая 2).

частиц в максимуме переходной кривой на ст. Долгопрудный [10] приведен на рис. 3а. Видно, что в 1980–2000 гг. (период сильного ЦПВ) давление и интенсивность ГКЛ менялись в противофазе, т.е., рост потока ГКЛ приводил к понижению давления (усилению циклогенеза и, соответственно, увеличению облачности), обеспечивая положительную корреляцию между LSA и вариациями ГКЛ. В начале 2000-х гг. произошло резкое изменение характера связи между давлением и потоками ГКЛ, что может быть связано с началом перехода вихря в слабое состояние. Изменение знака эффектов ГКЛ в тропосферной циркуляции привело к нарушению корреляции между нижней облачностью и потоками ГКЛ, наблюдавшейся в период ~1980–2000 гг. (рис. 3б).

Таким образом, корреляционные связи между облачностью и вариациями ГКЛ на десятилетней временной шкале обусловлены влиянием ГКЛ на развитие барических систем (циклонов и ложбин), формирующих поле облачности. Нарушение положительной корреляции в начале 2000-х гг. связано с обращением знака эффектов ГКЛ в вариациях внетропического циклогенеза вследствие изменения состояния циркумполярного вихря.

Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (проект №22) и РФФИ (грант №13-02-00783).

Литература

1. Marsh N., Svensmark H. // Phys.Rev.Lett., 2000, **85**, 5004–5007.
2. Gray L.J. et al. // Rev.Geophys., 2010, **48**, RG4001 doi:10.1029/2009RG000282.
3. Воробьев В.И. Синоптическая метеорология. – Л.: Гидрометеиздат, 1991.
4. Kalnay E. et al. // Bull.Amer.Meteorol.Soc., 1996, **77**, 437–472
5. Веретененко С.В., Тайл П. // Геомагн. Аэроном., 2008, **48**, 542–552.
6. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv. Space Res., 2012, **49**, 770–783.
7. Герман Дж., Голдберг Р.А. Солнце, погода и климат. Л.: Гидрометеиздат, 1981.
8. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv.Space Res., 2013, doi:10.1016/j.asr.2013.09.001.
9. Perlwitz J., Graf N.-F. // Geophys. Res. Lett., 2001, **28**, 271–274.
10. Stozhkov Yu.I. et al. // Adv. Space Res., 2009, **44**, 1124–1137.

О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ АВРОРАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ НА ИНТЕНСИВНОСТЬ СТРАТОСФЕРНОГО ЦИРКУМПОЛЯРНОГО ВИХРЯ

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

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

²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

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

POSSIBLE INFLUENCE OF AURORAL ACTIVITY ON STRATOSPHERIC POLAR VORTEX INTENSITY

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

¹Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

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

³Central (Pulkovo) astronomical observatory, St. Petersburg, Russia

Investigation of possible links between the strength of cyclonic circulation forming in the polar stratosphere (the stratospheric polar vortex) and auroral phenomena has been carried out, geomagnetic AE-indices characterizing the electrojet intensity in the auroral zone being used. A tendency to a roughly 60-year variation which is most pronounced in cold months (January-March) was found in AE-indices. An enhancement of auroral activity was observed in the period from the 1970s till the early 2000s. A similar periodicity was detected in the correlation coefficients between the polar vortex strength and AE-indices, with a noticeable vortex intensification being observed in the period of enhanced auroral activity. The temporal variation of correlation coefficients between the vortex characteristics and AE-indices was also revealed, the correlation links seem to depend on the auroral activity level. The results obtained suggest a possible influence of auroral activity on the polar vortex evolution which in turn may affect the large-scale circulation of the troposphere.

Циркумполярный вихрь (ЦПВ) представляет собой циклоническую циркуляцию, формирующуюся в средней/верхней тропосфере и стратосфере полярной области. Поступающий в Арктику воздух охлаждается над ледяной подстилающей поверхностью в условиях отрицательного теплового баланса, что приводит к опусканию изобарических уровней и образованию области пониженного давления на высотах 500 гПа и выше [1]. Углубление ЦПВ сопровождается усилением западной циркуляции и уменьшению теплообмена между полярными и умеренными широтами. В результате этих процессов температура в области вихря понижается, а градиенты температуры на границах вихря увеличиваются (рис. 1).

Состояние циркумполярного вихря существенно влияет на развитие крупномасштабных динамических процессов в атмосфере, в частности на полярность NAO (Северо-Атлантической Осцилляции) [2], чередование теплых и холодных эпох в Арктике [3] и т.д. Согласно [4], с эволюцией вихря связана ~60-летняя периодичность коэффициентов корреляции меж-

ду давлением в умеренных и высоких широтах и числами Вольфа. Это позволяет предположить, что ЦПВ является важным связующим звеном между солнечной активностью и циркуляцией нижней атмосферы.

Действительно, высокоширотное расположение ЦПВ благоприятно для работы различных физических механизмов влияния солнечной активности на погоду и климат. В связи с низким порогом геомагнитного обреза в области вихря высыпаются частицы космических лучей в широком диапазоне энергий и наблюдаются высокие значения скорости ионизации [5]. В то же время типичное положение границ ЦПВ достаточно хорошо совпадает с областью максимальной повторяемости полярных сияний – авроральной зоной (рис. 2). Таким образом, встает вопрос о возможном влиянии авроральной активности на состояние ЦПВ.

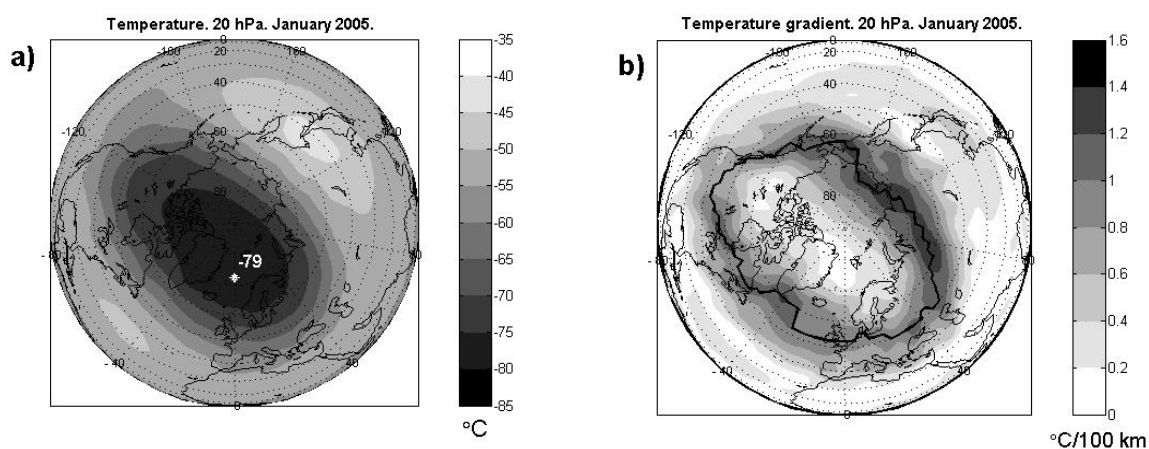


Рис. 1. Распределение среднемесячных значений температуры (а) и модуля градиентов температуры (б) в стратосфере в январе 2005 г. (звездочкой отмечена точка минимума температуры в центре вихря).

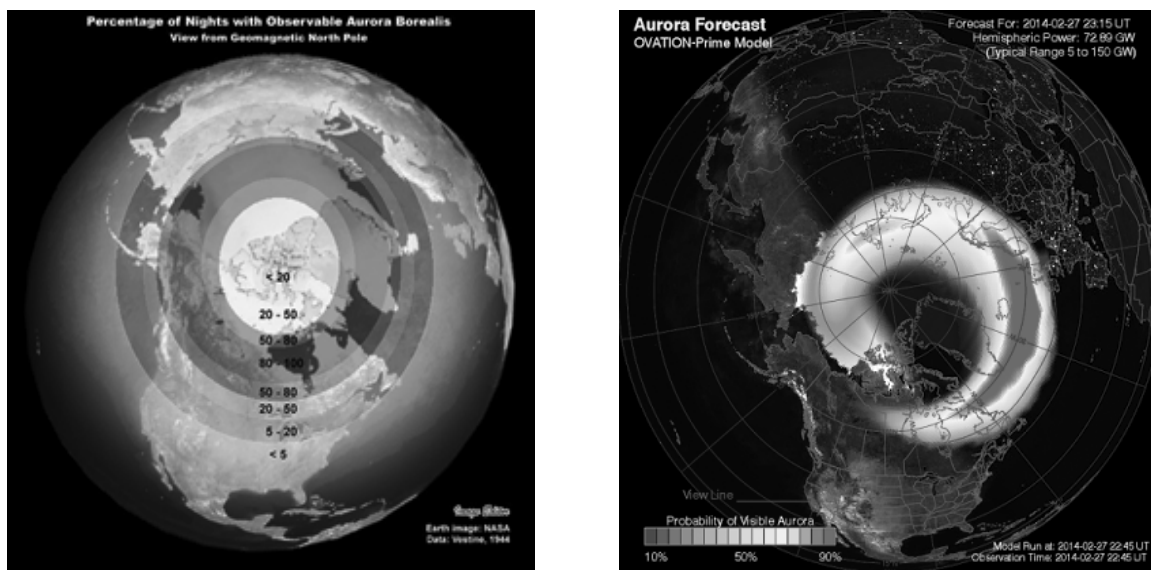


Рис. 2. Распределение частоты повторяемости (в %) полярных сияний в ночное время и прогноз вероятности наблюдения полярных сияний для геомагнитной бури 27.02.2014 [6].

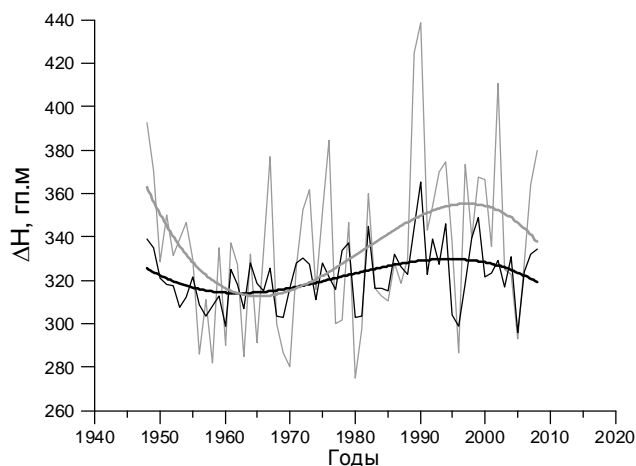


Рис. 3. Временной ход интенсивности ЦПВ (ΔH): черная линия – среднегодовые значения; серая линия – средние значения за холодные месяцы (январь-март). Толстыми линиями показана аппроксимация ΔH полиномами 3-й степени.

На рис. 3 представлены временные вариации интенсивности ЦПВ, характеризующейся разностью зональных значений геопотенциальных (гп.) высот изобарического уровня 500 гПа между широтами 40 и 65°N (ΔH) по данным ‘реанализа’ NCEP/NCAR [7], имеющих с 1948 г. Видно, что сила вихря испытывает ~60-летнюю вариацию с наибольшей амплитудой в холодные месяцы (январь-март). В 1950–1970-е гг. наблюдалось ослабление ЦПВ, в 1980-2010 гг. – значительное усиление.

Сопоставим временной ход интенсивности вихря в холодные месяцы с интенсивностью авроральных явлений. Для оценки уровня авроральной активности использовались геомагнитные АЕ-индексы, характеризующие интенсивность аврорального электроджета (с 1957 г.). Как показывают данные на рис.4, усиление авроральной активности имело место с середи-

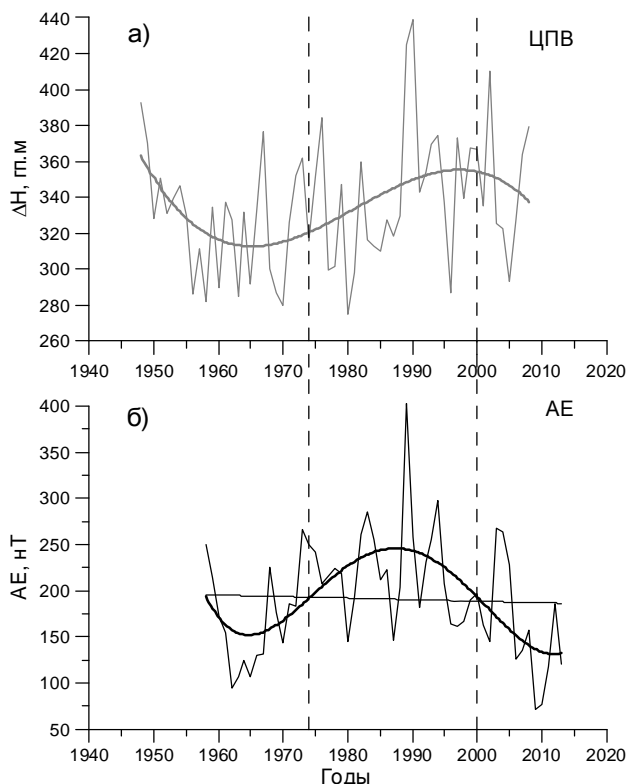


Рис. 4. Временной ход интенсивности ЦПВ (а) и авроральной активности (б) в холодные месяцы (январь-март). Толстыми линиями показана аппроксимация ΔH и АЕ-индексов полиномами 3-й степени. Штриховые линии показывают период повышенной авроральной активности.

ны 1970-х по начало 2000 гг., что предполагает тенденцию к ~60-летней периодичности. Следует отметить, что в этот период наблюдался и заметный рост интенсивности циркумполярного вихря. Временной ход коэффициентов корреляции по скользящим 11-летним интервалам между интенсивностью ЦПВ и геомагнитными АЕ-индексами приведен на рис.5. Видно, что положительная корреляционная связь между силой вихря и АЕ-индексами наблюдалась в период с 1970-го по 2000-й гг., т.е., в период повышенной авроральной активности. В периоды понижения авроральной активности (до начала 1970-х гг. и после 2000-го г.) характер связи между силой вихря и АЕ-индексами изменяется.

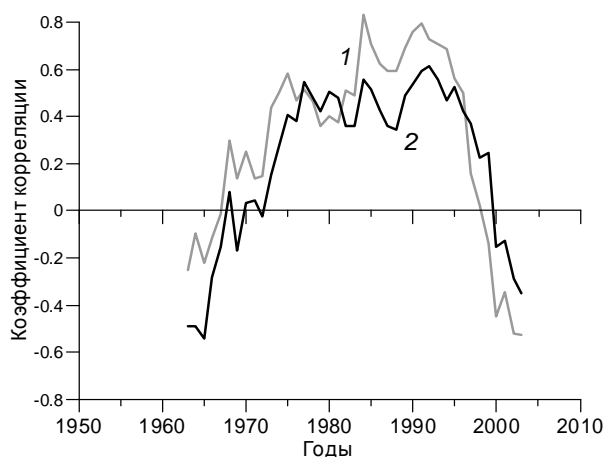


Рис. 5. Временной ход коэффициентов корреляции по скользящим 11-летним интервалам между интенсивностью ЦПВ (кривые 1 и 2 – в холодные месяцы и в среднем за год, соответственно) и авроральной активностью в холодные месяцы.

Полученные результаты свидетельствуют о возможной связи между состоянием циркумполярного вихря и интенсивностью авроральной активности (развития аврорального электроджета и высыпаний авроральных электронов). Характер указанной связи меняется в зависимости от уровня авроральной активности. Возможным энергетическим источником увеличения силы вихря является диссипация джоулева тепла во время полярной суббури, а также изменения фотохимических процессов в высокоширотной атмосфере в связи с электронными высыпаниями.

Работа выполнена при поддержке Президиума РАН (проект №22) и РФФИ (грант №13-02-00783).

Литература

1. Гурц А.А. Макроциркуляционный метод долгосрочных метеорологических прогнозов. – Л.: Гидрометеоздат, 1974.
2. Baldwin M.P., Dunkerton T.J. // *Science*, **294**, 581–584.
3. Гудкович З.М. и др. // *Проблемы Арктики и Антарктики*, 2009, **1(81)**, 15–23.
4. Veretenenko S., Ogurtsov M. // *Adv.Space Res.*, 2013, doi:10.1016/j.asr.2013.09.001.
5. Bazilevskaya G.A et al. // *Space Sci. Rev.*, 2008, **137**, 149–173.
6. <http://www.swpc.noaa.gov/ovation/>
7. Kalnay E. et al. // *Bull.Amer.Meteorol.Soc.*, 1996, **77**, 437–472.

ШИРОТНО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

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*

LATITUDE-TIME FEATURES OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD OF THE SUN

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*

Heliolatitude distribution of photospheric magnetic fields was studied on the base of synoptic maps of Kitt Peak observatory (1976–2003). The maps were averaged over the whole period under consideration for the groups of magnetic fields with different strength separately. Heliolatitude distributions were considered for each 5 G interval of strength. Our study shows that there exists a clear relation between the magnetic field strength and its latitudinal localization. Following field groups were observed: 1) From equator to 10° – weak fields (0–5 G). 2) From 10° to 40° – strong fields (more than 50 G – sunspots and active regions). 3) From 40° to 60° – weak fields (0–5 G). 4) In the narrow strip of latitudes near 70° – magnetic fields from 15 to 50 G – polar faculae. 5) High latitude regions above 60° – magnetic fields 5–15 G – polar coronal holes. For weak magnetic fields ($B < 50$ G) situated at latitudes above 40° the sign of the net flux coincides always with the sign of the polar field in the corresponding hemisphere.

Широтно-временные изменения солнечных магнитных полей и их связь с 11-летним циклом Солнца изучалась во многих работах (см. обзор и ссылки в [1]). Мы рассматриваем закономерности широтного распределения фотосферных магнитных полей, сохраняющиеся в течение длительного интервала времени, т.е. особенности, которые проявляются при усреднении за несколько солнечных циклов [2].

Для анализа были использованы синоптические карты фотосферного магнитного поля обсерватории Китт Пик за 1976–2003 гг. [3]. Каждая карта состоит из 180×360 пикселей, содержащих значения напряженности магнитного поля (B). Мы суммировали синоптические карты за все время, то есть почти за три солнечных цикла, чтобы получить одну усредненную синоптическую карту. Такое суммирование проведено для различных величин магнитных полей отдельно. Каждая синоптическая карта перед суммированием трансформируется таким образом, что на ней остаются только пиксели в определенном интервале величины поля, остальные пиксели заменены нулями. Таким образом, мы получаем суммарную карту за

три солнечных цикла для определенного интервала магнитных полей. Усредняя суммарную карту по долготе, мы получаем широтный профиль магнитного потока.

Задавая различные пороговые значения магнитного поля, мы пришли к выводу, что весь диапазон магнитных полей следует разбить на 4 характерных интервала. Это следующие группы магнитных полей: 0–5 Гс, 5–15 Гс, 15–50 Гс и $B > 50$ Гс. Для этих групп магнитных полей мы получаем резко отличающиеся широтные распределения. Магнитные поля больше 50 Гс занимают только приэкваториальную область (гелиошироты $\pm 40^\circ$) и, очевидно, связаны с активными областями Солнца. Представляет интерес более детальное рассмотрение полей меньшей величины – от 0 до 50 Гс. На рис. 1а показаны широтные профили, усредненные за три солнечных цикла, для групп магнитных полей от 0 до 15 Гс с шагом в 5 Гс. Видно, что с изменением величины фотосферного магнитного поля резко меняется вид широтного распределения.

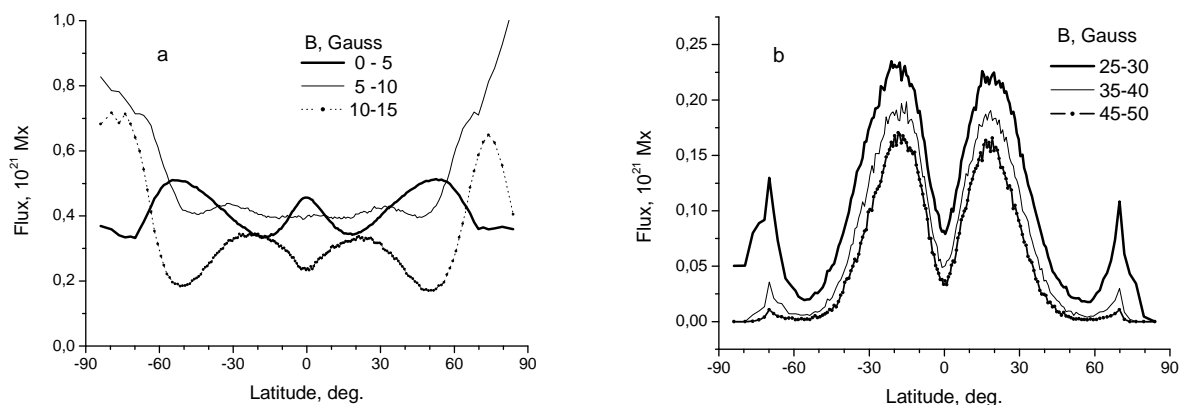


Рис. 1. Широтный профиль фотосферных магнитных полей, усредненный за три солнечных цикла: (а) магнитные поля с напряженностью от 0 до 15 Гс; (б) магнитные поля с напряженностью от 25 до 50 Гс.

Самые слабые магнитные поля, меньше 5 Гс, занимают три области: приэкваториальную область $\pm 10^\circ$ и широты от зоны пятен до 60° в каждом полушарии. Широтный профиль магнитного потока имеет максимум на широтах 0° и $\pm 53^\circ$. Магнитный поток для полей 5–10 Гс почти постоянен для всех широт, кроме самых высоких. Начиная с широты 60° , поток начинает расти и достигает самых больших значений, по сравнению со всеми другими группами полей. Магнитный поток для полей 10–15 Гс имеет широтный профиль в противофазе с самыми слабыми полями: минимумы потока почти совпадают с максимумами потока для полей меньше 5 Гс. Значительный рост потока полей 5–10 Гс и 10–15 Гс в полярных областях указывает на их связь с полярными корональными дырами. Уже для полей 10–15 Гс в широтном профиле намечаются два максимума: в зоне пятнообразования и в зоне полярных факелов. Эта структура двух максимумов еще более ярко видна на рис. 1б для магнитных полей 25–30 Гс, 35–40 Гс и 45–

50 Гс. Причем, если для полей 10–15 Гс (рис. 1а) поток в зоне полярных факелов больше потока в зоне пятен, то для полей 25–30 Гс (рис. 1б) соотношение между потоками меняется, и потоки в зоне пятен превосходят потоки в зоне полярных факелов. Оба потока уменьшаются с ростом магнитных полей. Последняя группа полей 45–50 Гс дает значительный поток в зоне пятен и практически равный нулю поток в зоне полярных факелов.

Полученные нами результаты показывают приблизительно симметричное широтное распределение относительно экватора для модуля магнитного поля. Можно рассмотреть вопрос о роли полей того или иного знака в структуре широтного распределения. Для этого мы оценили дисбаланс положительного и отрицательного потоков разных групп полей для каждого полушария.

Поля 5–15 Гс занимают самые высокие широты (60° – 90°). Для этих полей на рис. 2а приведен дисбаланс положительных и отрицательных потоков для северного полушария (жирная кривая) и для южного полушария (тонкая кривая). Дисбаланс изменяется с 22-летним магнитным циклом, причем экстремумы совпадают с минимумами солнечной активности, а переход через ноль с инверсией магнитного поля. Видно, что знак дисбаланса для полей 5–15 Гс в диапазоне широт 60° – 90° в северном полушарии изменяется так же, как изменяется знак полярного поля в северном полушарии. Дисбаланс положительного и отрицательного потоков в южном полушарии изменяется в противофазе с дисбалансом в северном полушарии. Знак дисбаланса в южном полушарии изменяется так же, как изменяется знак полярного поля в южном полушарии. Это неудивительно, так как мы уже показали на рис. 1а, что данные поля по напряженности и локализации совпадают с полярными корональными дырами. На рис. 2б приведен дипольный момент g_{10} разложения магнитного поля фотосферы на мультиполю (данные обсерватории WSO [4]). Сравнение рис. 2а с рис. 2б показывает, что рассматриваемые нами поля (5–15 Гс в диапазоне широт 60° – 90°) можно рассматривать как поля, непосредственно связанные с дипольной компонентой магнитного поля Солнца. Напротив, для сильных магнитных полей в зоне пятнообразования основной вклад в дисбаланс положительного и отрицательного магнитных потоков вносит осесимметричный квадрупольный момент g_{20} [2].

Рассмотрим более сильные магнитные поля 15–50 Гс в зоне полярных факелов. Широтный профиль полярных факелов имеет максимум на широтах $\pm 70^\circ$ (рис. 1б). Для этих широт был подсчитан дисбаланс положительных и отрицательных потоков (рис. 2с) для северного полушария (жирная кривая) и для южного полушария (тонкая кривая). В этом случае мы наблюдаем картину, близкую к дисбалансу полей 5–15 Гс (см. рис. 2а): для каждого полушария дисбаланс изменяется с 22-летним магнитным циклом.

Несмотря на то, что широтный профиль самых слабых полей (меньших 5 Гс) резко отличается от профилей более сильных магнитных полей

наличием трех максимумов, временной ход дисбаланса и в этом случае следует 22-летнему циклу. На рис. 2d приведен дисбаланс полей меньших 5 Гс в максимумах $\pm 53^\circ$.

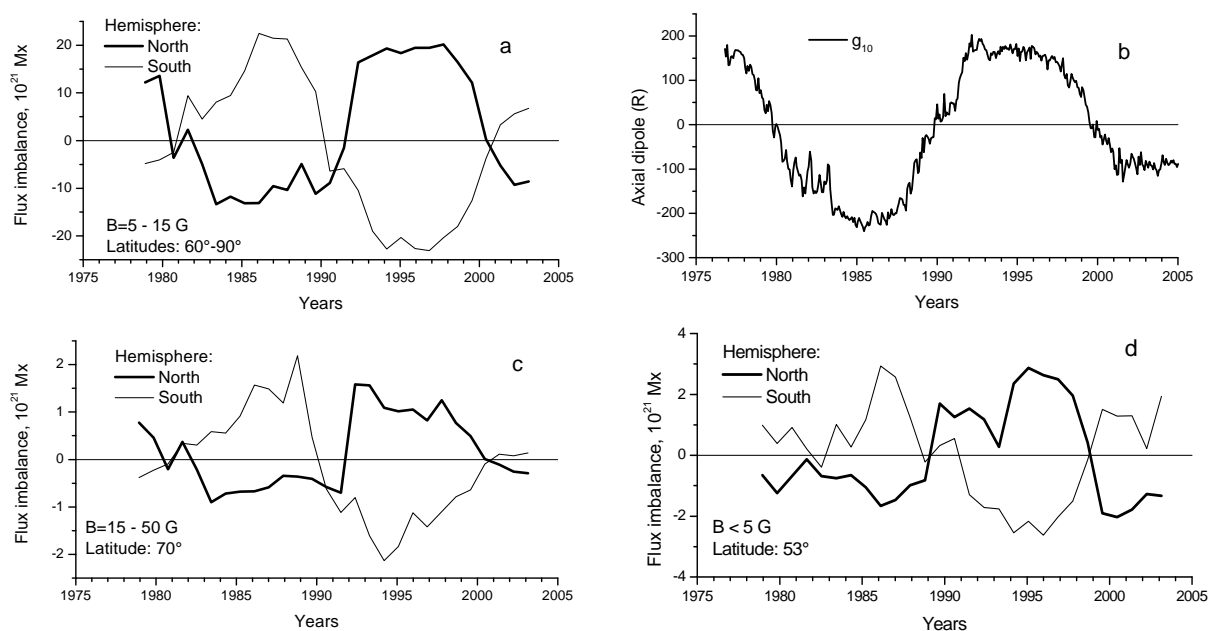


Рис. 2. Дисбаланс положительного и отрицательного потоков магнитного поля для двух полушфер Солнца отдельно: (а) магнитные поля 5–15 Гс, гелиошироты 60° – 90° ; (б) дипольный момент g_{10} (данные обсерватории WSO); (с) магнитные поля 15–50 Гс в максимуме полярных факелов (гелиоширота 70°); (д) слабые магнитные поля $B < 5$ Гс в максимуме широтного распределения (гелиоширота 53°).

Таким образом, для трех групп полей (0–5 Гс, 5–15 Гс и 15–50 Гс) мы получили очень близкие закономерности изменения дисбалансов. Для всех широт выше 40° доминирующими полями в каждом полушарии являются те, знак которых совпадает со знаком полярного поля в этом полушарии. В течение 11 лет от одной переполюсовки до другой знак дисбаланса в каждой полушфере сохраняется и всегда совпадает со знаком полярного поля в данной полушфере.

Литература

1. *Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Yu.A.* // Adv. Sp. Res., DOI:10.1016/j.asr.2014.05.006, 2014.
2. *Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.* // Тр. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», Пулковое, с. 43, 2013.
3. <http://nsokp.nso.edu/>
4. <http://wso.stanford.edu/>

О ПЕРЕМЕННОМ ЗНАКЕ ПОТОКОВ ЭНЕРГИИ И ВЕЩЕСТВА ВБЛИЗИ СОЛНЦА

Веселовский И.С.^{1,2}, Лукашенко А.Т.¹

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

²*Институт космических исследований РАН, Москва*

ON THE CHANGEABLE SIGN OF ENERGY AND MATTER FLOWS NEAR THE SUN

Veselovsky I.S.^{1,2}, Lukashenko A.T.¹

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

²*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Profsoyuznaya ul. 84/32, Moscow,
Russia*

Turbosphere is an area around the Sun, where chaotic motion with variable velocity sign dominates over regular radial flow of the solar wind. Variable turbosphere's boundary, which we call turbopause, roughly an ellipsoid, situated at a distance of 1–6 R_{\odot} from the center of the Sun, which is related to the fact that the "sources" of energy and matter in the corona to the solar wind in coronal holes are traced much deeper than in the active regions. Directions of matter and energy flows in the "sources" often don't coincide.

Solar wind exists because such evolutionary conditions, and not just because there is a hot corona now, as the main driving force is the electromagnetic force, rather than the thermal pressure gradient. Hot corona is neither a necessary nor a sufficient condition for the flow of plasma from the sun.

Введение

Турбосфера — область вокруг Солнца, где хаотические движения с переменным знаком скорости (\tilde{v}) преобладают над регулярным радиальным потоком солнечного ветра со скоростью v , т.е. $\tilde{v} < v$. Сильно изменчивая граница турбосферы, которую будем называть турбопаузой, в грубом приближении представляет собой эллипсоид, расположенный на расстоянии 1–6 R_{\odot} от центра Солнца. На рис. 1 условно изображены “источники” энергии (слева) и вещества (справа) в короне для солнечного ветра. В корональных дырах (q_1 на рисунке) их удаётся проследить гораздо глубже, нежели в активных областях (q_2, q_3). Понятие об “источниках” несколько условно и определяется характером задач. Направления потоков энергии и вещества далеко не всегда совпадают друг с другом. “Источники” солнечного ветра могут быть макроскопическими или микроскопическими, тёмными или яркими, плотными или разреженными и т.д. Для их количественного описания используются уравнения МГД с диссипацией или уравнения плазменной кинетики. В целях характеристики и сопоставления “источников” удобно использовать безразмерные параметры (табл. 1).

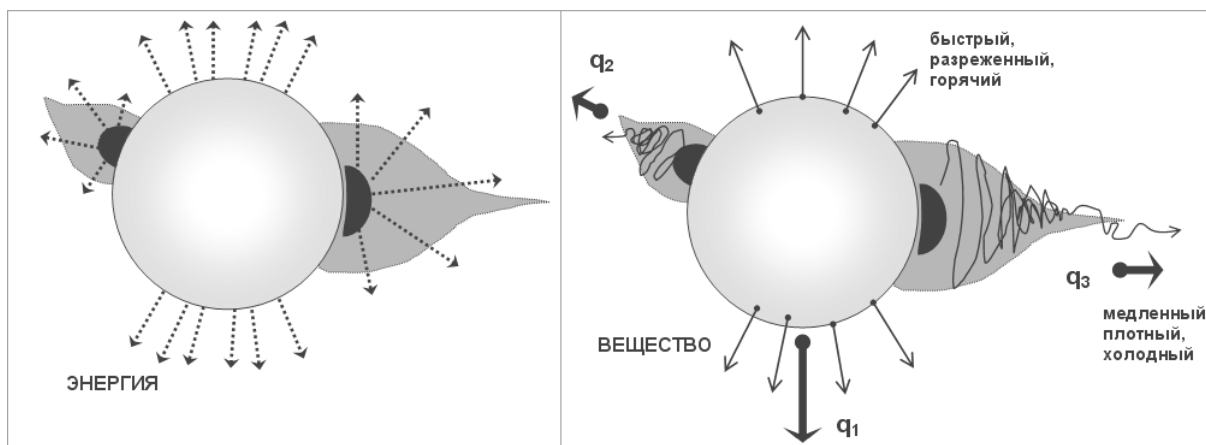


Рис. 1. “Источники” солнечного ветра.

Безразмерные параметры

Уравнения МГД с диссипацией и потерями энергии на излучение:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} \right\} = -\nabla p + \frac{1}{4\pi} [(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}] + \mathbf{F}_{viscous} + \mathbf{F}_{gravity} = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left(\rho u + \frac{1}{2} \rho v^2 \right) + \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\rho v_i w + \rho v_i \frac{v^2}{2} + \rho v_k \sigma'_{ik} - \kappa \frac{\partial T}{\partial x_i} + \right. \\ \left. + \frac{1}{4\pi} e_{ikl} e_{lmn} v_m B_k B_n + \frac{c}{4\pi\sigma} e_{ikl} j_k B_l \right) = -W_{em} + A. \end{aligned} \quad (3)$$

Уравнения (1)–(3) следует дополнить уравнениями электродинамики Максвелла и замыкающими систему материальными уравнениями (закон Ома). Мы не будем приводить их здесь и отсылаем читателя к книге [1]. Символом w обозначена энтальпия, W_{em} обозначает прирост и потери энергии через электромагнитное излучение, A — работу против сил гравитации. Остальные обозначения общеприняты [2, 3].

Набор уравнений (1)–(3) можно переписать в символической форме уравнений (4)–(6), удобных для безразмерного анализа. Мы заменяем каждое слагаемое его масштабом относительно конвективного члена, который произвольно выбран как имеющий единичный масштаб. Такой выбор удобен при исследовании тех проблем, где существенна роль потоков (“источники” солнечного ветра, а также КВМ, эруптивные протуберанцы, вспышки и т.д.).

$$S^{-1} + 1 = 0, \quad (4)$$

$$S^{-1} + 1 = M^{-2} + M_A^{-2} + Re^{-1} + Fr^{-1}, \quad (5)$$

$$\begin{aligned} M^{-2} S^{-1} + S^{-1} + M^{-2} + 1 + Re^{-1} + Re^{-1} M^{-2} Pr^{-1} + \\ + M_A^{-1} + M_A^{-2} Re_m^{-1} = Ve + Fr^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

Список образующих базис безразмерных чисел приведён в табл. 1. В ней, в частности, обозначено: L — характерный линейный размер течения; T — характерное время процесса; V — характерная скорость потока; g — ускорение, характеризующее действие внешней силы (гравитационной в данном случае); c — скорость света. Число Рейнольдса Re и магнитное число Рейнольдса Re_m выражаются через эти “базисные” параметры.

Таблица 1.

Обозн.	Название	Выраж.	Описание
Kn	число Кнудсена	$\frac{\lambda}{L}$	средняя длина свободного пробега λ / характерная длина
S	число Струхалия	$\frac{L}{TV}$	время / время пролёта
M	число Маха	$\frac{V}{V_0}$	скорость потока / скорость звука V_0
M_A	магнитное число Маха	$\frac{V}{V_A}$	скорость потока / альвеновская скорость V_A
Fr	число Фруда	$\frac{V^2}{gL}$	квадрат скорости потока / квадрат скорости убегания
F	число Кулона-Фарадея	$\frac{cE}{L \cdot \partial B / \partial t}$	потенциальные электрические поля E / индукционные поля
Ve	скорость-эмиссия	$\frac{W}{W_{em}}$	поток кинетической энергии сквозь границу W / электромагнитное излучение W_{em}
Tr	триестское число	$\frac{I_b}{I_{in}}$	втекание I_b / внутренние потоки I_{in}

Солнечный ветер в прошлом и в настоящем

Мы не знаем, на какой стадии своей эволюции Солнце превратится из акцептора в донор вещества и энергии для окружающего пространства — существующие экспериментальные данные о далёком прошлом Солнечной системы и околосолнечного пространства пока не содержат однозначных указаний относительно того, каким образом прекратился рост Солнца и началась потеря его вещества и энергии.

Анализ образцов лунного грунта и метеоритов даёт основания полагать, что солнечный ветер с параметрами, близкими к современным, существует не менее нескольких миллиардов лет. В настоящее время масса покая Солнца теряется в основном за счёт электромагнитного излучения в видимой области спектра. Падение межзвёздного газа и пыли на Солнце не играет существенной роли в современном балансе его массы. Относитель-

но мала и потеря массы на испускание солнечного ветра. Солнечный ветер не учитывается в т.н. “стандартной модели” Солнца.

Нынешние теоретические модели и основанные на них сценарии эволюции раннего и будущего Солнца весьма неопределённые и носят во многом гипотетический характер. Согласно нашей гипотезе, солнечный ветер возник тогда, когда в недрах звезды начались термоядерные реакции, образовалась конвективная зона и появилось достаточно сильное магнитное поле, обусловленное МГД движениями и, в первую очередь, дифференциальным вращением, содержащим большой запас свободной энергии для трансформации в другие виды, в том числе и в кинетическую энергию солнечного ветра.

Согласно имеющимся оценкам, потеря углового момента Солнца происходит благодаря выносу спирального магнитного поля в гелиосферу, а сам солнечный ветер играет ничтожную роль в эволюции Солнца как звезды. Политропная модель Бонди-Паркера имеет две ветви решений со сверхзвуковым переходом в радиальном потоке газа, движущемся либо от центра, либо к центру. На основе этой модели без дополнительных граничных условий нельзя сделать никаких выводов о направлении потока вещества и приходится его постулировать. В более совершенных МГД и кинетических моделях это направление также задается не динамическими уравнениями, а граничными и начальными условиями.

Солнечный ветер существует потому, что таковы эволюционные условия, а вовсе не только потому, что в настоящий момент имеется горячая корона, поскольку главный движитель — электромагнитные силы, а не градиент теплового давления. Горячая корона не является ни необходимым, ни достаточным условием для течения плазмы от Солнца.

Выводы

1. В солнечной короне существует точка “невозврата” ($1-6 R_{\odot}$).
2. Направления потоков вещества и энергии в “источниках” солнечного ветра часто не совпадают.
3. Современный солнечный ветер обусловлен в основном магнитным, а не тепловым давлением.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Физматлит, 2003. “Теоретическая физика”, т. 8, 656 с.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Физматлит, 2001. “Теоретическая физика”, т. 6, 736 с.
3. Лившиц Е.М., Пятаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Физматлит, 2002. “Теоретическая физика”, т. 10, 536 с.

РАДИОУГЛЕРОДНАЯ ВЕРСИЯ 11-ЛЕТНИХ ВАРИАЦИЙ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С 1250 ГОДА

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Уртьев Ф.А.

ГАО РАН, Санкт-Петербург

RADIOCARBON VERSION FOR 11-YEAR VARIATIONS OF INTER- PLANETARY MAGNETIC FIELD SINCE 1250 AD

Volobuev D.M., Makarenko N.G., Urtev F.A.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg

It is known that interplanetary magnetic field (IMF) depends on solar activity and modulates the Galactic cosmic rays (GCR) flux. GCR flux produces a number of isotopes in atmosphere including ^{14}C which is widely used for archeological dating. It is also used for solar activity reconstruction in the past via appropriate modeling with decadal resolution. Annual data are challenging for both tree ring radiocarbon measurements and solar activity reconstruction so that standard approach of multi-reservoir model with coupled ordinary differential equations leads to incorrect reconstruction of 11-year cycle phase. Here we use an alternative approach solving inverse problem for radiocarbon diffusion from atmosphere to the ocean. We fit parameters of the model to reproduce IDV-index based IMF during 1872–1953 yrs with single year radiocarbon series by the University of Washington (1998). The fit is not perfect with better adjustment of 11-year cycles minima. The model was tested for its ability to adjust minima of solar cycles since 1700 via comparison with sunspot number. Minima epoch during (1510–1700) is reconstructed from the University of Washington (1998) series and minima epoch during (1250–1510) are reconstructed from the University of Changbuk (2013) radiocarbon series.

Задача о поведении основной 11-летней составляющей солнечной цикличности в прошлом имеет ряд важных приложений как для понимания физики солнечной цикличности, в частности, глобальных минимумов [1], так и для оценок климатического отклика на солнечную цикличность [2]. В этой работе мы рассматриваем обратную задачу для уравнения диффузии радиоуглерода из атмосферы в океан, чтобы оценить 11-летнюю цикличность в межпланетном магнитном поле (IMF). IMF является посредником, модулирующим поток галактических космических лучей (ГКЛ), который производит ряд радиоизотопов, в частности, ^{14}C , в атмосфере. Поскольку время перемешивания атмосферы составляет около 2 лет, мы рассматриваем деревья, поглощающее $^{14}\text{CO}_2$ в процессе своего роста, как датчик, расположенный на глубине E в однородном полупространстве. Простейшая обратная диффузионная задача

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(k \frac{\partial C}{\partial x} \right) = \lambda \frac{\partial C}{\partial t}$$

Для восстановления потока

$$q(t) = -k \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} = \beta \cdot IMF$$

на границе бесконечного полупространства имеет известное (см., напр. [3]) решение (1). Примененное к измеренным значениям $\Delta^{14}\text{C}$ [4, 5], это решение даст нам оценку потока q_E , необходимую для решения Бургграфа (2).

$$q_M = 2\sqrt{\frac{k\lambda}{\pi}} \sum_{i=1}^M \frac{C_i - C_{i-1}}{\sqrt{t_M - t_i} + \sqrt{t_M - t_{i-1}}} \quad (1)$$

$$q(t) = q_E + k \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E^{2n-1}}{(2n-1)!} \frac{1}{a^n} \frac{d^n C}{dt^n} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{E^{2n}}{(2n)!} \frac{1}{a^n} \frac{d^n q_E}{dt^n} \quad (2)$$

Для учета долгопериодических вариаций, связанных с геомагнитным полем и CO_2 , вычтем долгопериодическую составляющую в виде интерполированной калибровочной кривой декадных средних значений содержания радиоуглерода IntCal09 [6] с неизвестным множителем α .

$$C = \Delta^{14}C_A - \alpha \cdot \Delta^{14}C_{ID} \quad (3)$$

Здесь первое слагаемое – погодичный радиоуглерод [4] или [5], а второе – интерполированная кривая декадного радиоуглерода [6]. При калибровке (Рис. 1, 1870–1950) относительно IMF [7] с использованием метода наименьших квадратов были найдены следующие значения констант: $\alpha = 0.7$, $a = 4.3951$, $\lambda = 0.0032$, $k = 2.1782$; $E = 3.6683$. Для вычисления производных до $n = 3$ использовалась аппроксимация сплайнами.

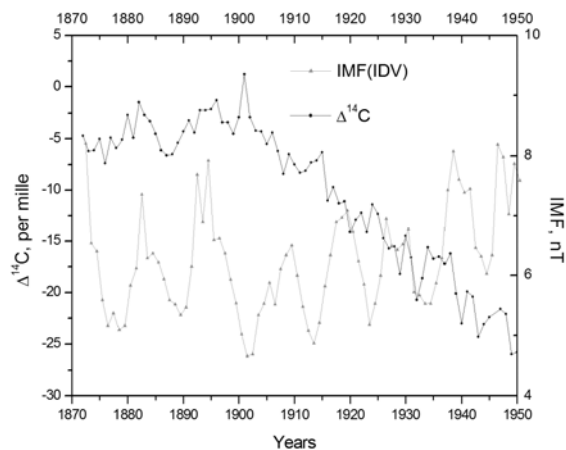


Рис. 1. Калибровочный интервал, исходные данные.

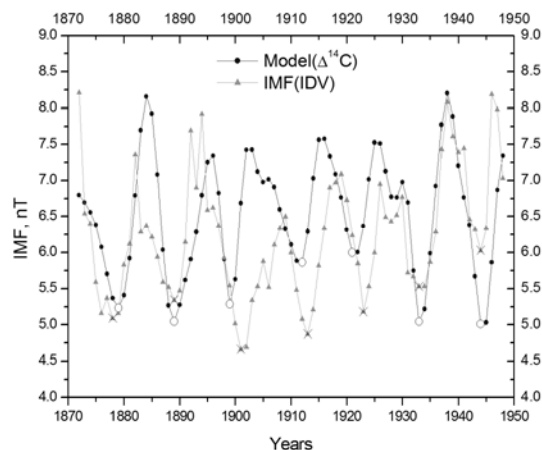


Рис. 2. Калибровочный интервал, модель по сравнению с реконструкцией IMF из IDV индекса [7].

При калибровке все минимумы определяются однозначно, ошибка определения года минимума не превосходит 2-х лет (Рис. 2). Для их автоматического определения были заданы пороговые ограничения длительности цикла $5 < L < 19$ лет, которые, как и найденные калибровочные константы, использовались на всем интервале моделирования (Рис. 3).

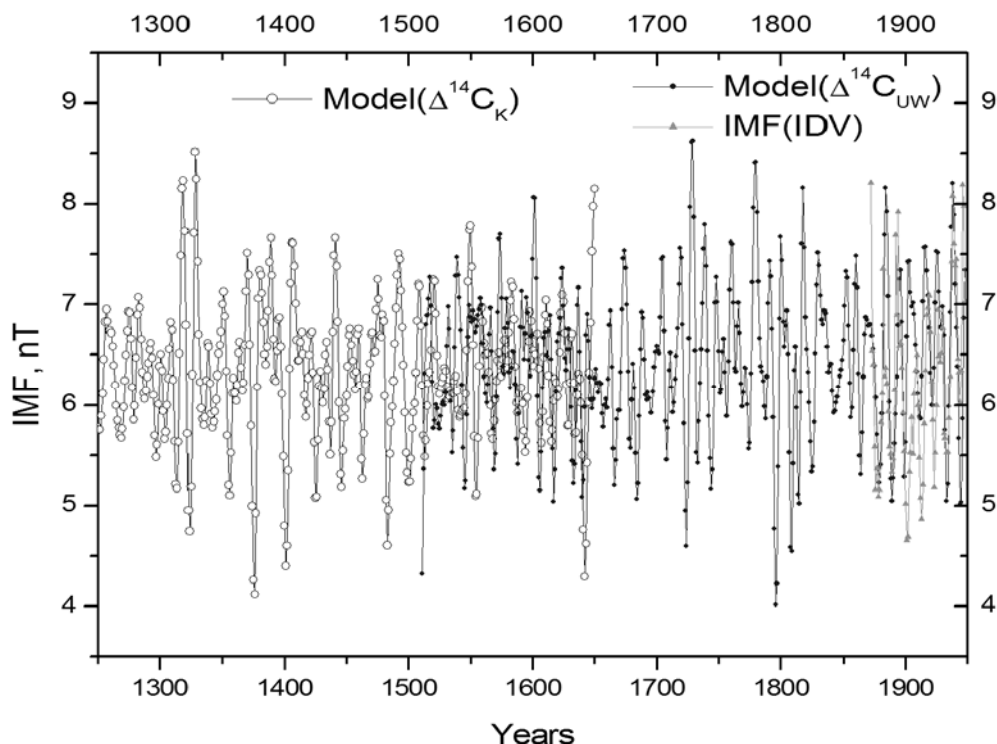


Рис. 3. Модель на основе рядов [4–6] и калибровочный ряд [7].

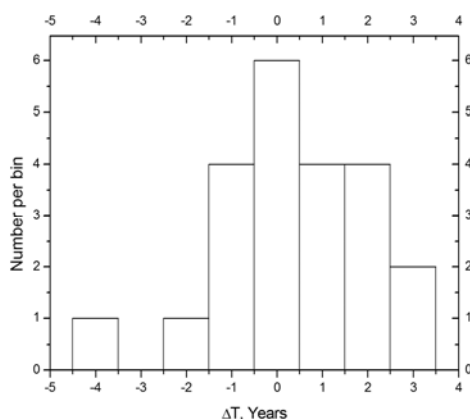


Рис. 4. Гистограмма рассогласования минимумов модели и чисел Вольфа.

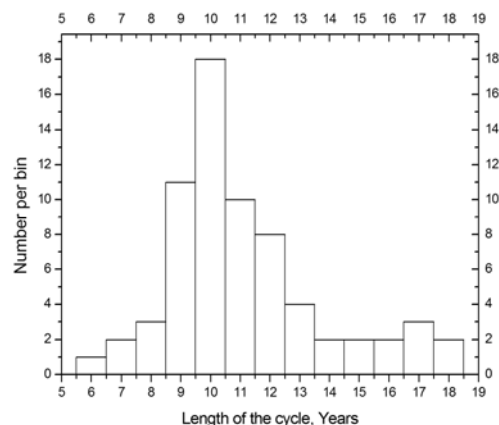


Рис. 5. Распределение длительностей 11-летних циклов

Начиная с 1700 г., годы минимумов, найденные по тому же алгоритму из ряда радиоуглерода [4] сравнивались с годами минимумов, определенными из среднегодовых чисел Вольфа [8], гистограмма точности совпадения минимумов представлена на Рис. 4. Большой выброс (–4 года) связан с длительностью 4-го цикла, который известен своими аномальными характеристиками и, возможно, ошибками в числе Вольфа [9].

Интервал пересечения радиоуглеродных данных [4] и [5] демонстрирует наличие двух рассогласований длительностью до 4-х лет. Поэтому в общей последовательности минимумов на интервале пересечения (1510–1700) мы использовали минимумы, определенные из ряда [5] как более

надежные. Таким образом, была получена следующая последовательность годов минимумов 11-летних циклов на основе радиоуглеродных данных:
1251 1269 1279 1288 1297 1314 1324 1335 1342 1356 1366 1376 1385
1401 1417 1425 1437 1446 1463 1472 1483 1500 1513 1525 1535 1545
1554 1569 1579 1588 1598 1606 1617 1627 1633 1640 1648 1657 1666
1684 1696 1711

Дополнив эту последовательность минимумами, определенными из чисел Вольфа, мы получим общую статистику длительностей 11-летних циклов, представленную на Рис. 5.

Выводы

Данные о содержании радиоуглерода в кольцах деревьев позволяют определять годы минимумов 11-летних циклов солнечной активности посредством решения обратной задачи для одномерного уравнения диффузии. В частности, на основе имеющихся калибровочных радиоуглеродных кривых получена последовательность длительностей 11-летних циклов с 1250 года. Рассмотренная простейшая модель не позволяет правильно оценить амплитуду и год максимума цикла.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 22.

Литература

1. *Eddy J.A.* The maunder minimum // *Science*. 1976. Т. 192. №. 4245. С. 1189–1202.
2. *Volobuev D.M.* Central antarctic climate response to the solar cycle // *Clim. Dyn.* 2014. Т. 42. № 9–10. С. 2469–2475.
3. *Бек, Дж., Блакуэлл, Б., и Ч. Сент-Клэр мл.* Некорректные обратные задачи теплопроводности. – М.: Мир, 1989. – 312 с.
4. *Stuiver, M., et al.* High-Precision Radiocarbon Age Calibration for Terrestrial and Marine Samples // *Radiocarbon* 40, 1127–1151 (1998).
5. *Hong W. et al.* Calibration curve from AD 1250 to AD 1650 by measurements of tree-rings grown on the Korean peninsula // *Nuclear Instruments and Methods in Phys.Res. B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2013. Т. 294. С. 435–439.
6. *Reimer, P.J., et al., 2009*, IntCal09 and Marine09 Radiocarbon Age Calibration Curves, 0-50,000 Years cal BP // *Radiocarbon*, 51(4), 1111–1150.
7. *Svalgaard L., Cliver E.W.* The IDV index: Its derivation and use in inferring long-term variations of the interplanetary magnetic field strength // *Journal of Geophysical Research: Space Physics* (1978–2012). 2005. Т. 110. №. A12.
8. <http://www.sidc.be/silso/datafiles>
9. *Usoskin, I.G. et al.* Lost sunspot cycle in the beginning of Dalton minimum: new evidence and consequences // *Geophys. Res. Lett.*, vol. 29, no. 24, p. 36, 2002.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СЛАБЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССАХ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ

Выборнов В.И.¹, Григорьева И.Ю.², Лившиц М.А.¹, Иванов Е.Ф.³

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

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

³*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия*

THE EMERGENCE OF HARD X-RAYS AT WEAK NON-STATIONARY PROCESSES IN ACTIVE REGIONS

Vybornov V.I.¹, Grigoryeva I.Yu.², Livshits M.A.¹, Ivanov E.F.³

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Troitsk, Moscow, Russia*

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

³*Institute for Solar-Terrestrial Physics SO RAS, Irkutsk, Russia*

We investigate solar A7-C6 flares, accompanied by the X-rays with energies $E > 30\text{keV}$, registered on the Suzaku satellite. Most events with hard X-rays arise in groups with a spot area of $S > 500\text{ m}^2$, a significant part of them develops during the decay phase of the powerful events and near the solar limb. As an example of events occurred on the disk, we examined flares on 17.11.05 and 19.05.07. Due to the joint analysis of X-ray (Suzaku), microwaves (RATAN-600, SSRT) and magnetic field data (SOHO/MDI, SOT/Hinode) we are localized the sources of emission with a power-law spectrum with $E > 30\text{keV}$. These sources are situated apparently near to a small region of particle acceleration in these weak flares. We found new source in the polarized microwaves which is associated with acceleration and located over the neutral line in the region of high magnetic field strengths. Particles are accelerated more effectively when in this small region the new magnetic field emerges.

Наша работа, в целом, посвящена изучению событий, в которых начинается ускорение частиц. В достаточно сильных событиях тепловое излучение доминирует до энергий 30 кэВ [1]. Это связано с тем, что температура плазмы в источнике приближается к 40 миллионов градусов (в Кельвинах). В слабых же вспышках, с баллом по GOES ниже C3 (по наблюдениям линий в области 6 кэВ и по непрерывному мягкому рентгеновскому излучению), соответствующая температура оказывается ниже 20 миллионов градусов и излучение с энергией больше 30 кэВ отсутствует. По данным спутника RHESSI в таких вспышках это излучение наблюдать уже невозможно ввиду высокого уровня фона. Для изучения случаев с возможной генерацией фотонов с энергией более 30 кэВ мы обратились к данным широкополосного монитора с обзором всего неба, установленным на спутнике *Suzaku* (*Suzaku*/WAM, [2]). Сравнение чувствительности приборов на спутниках *Suzaku* и RHESSI проведено в работе [3], где продемонстриро-

вана возможность регистрации излучения слабых вспышек в области энергий, превышающих 30 кэВ. Нами отобрано около 10 событий из каталога [4], зарегистрированных в слабых вспышках.

Анализ данных приведенных в каталоге, показывает, что жесткое излучение со степенным спектром в области 30–100 кэВ возникает в достаточно больших группах пятен с площадями $S > 500$ мдп. Большинство событий, сопровождающих такие вспышки с баллом до С3, происходят на фазе спада мощных вспышек. На спутниках GOES эти события соответствуют дополнительным максимумам на вспышечных профилях, что вероятнее всего связано с доускорением части частиц, захваченных в ловушки в момент основного ускорения близ максимума мощных вспышек. Эти эпизоды, а так же ускорение частиц в слабых вспышках, гораздо лучше наблюдаются вблизи лимба Солнца, где условия наблюдения лучше и излучение в вершине петель, даже в рамках модели тонкой мишени, оказывается заметным.

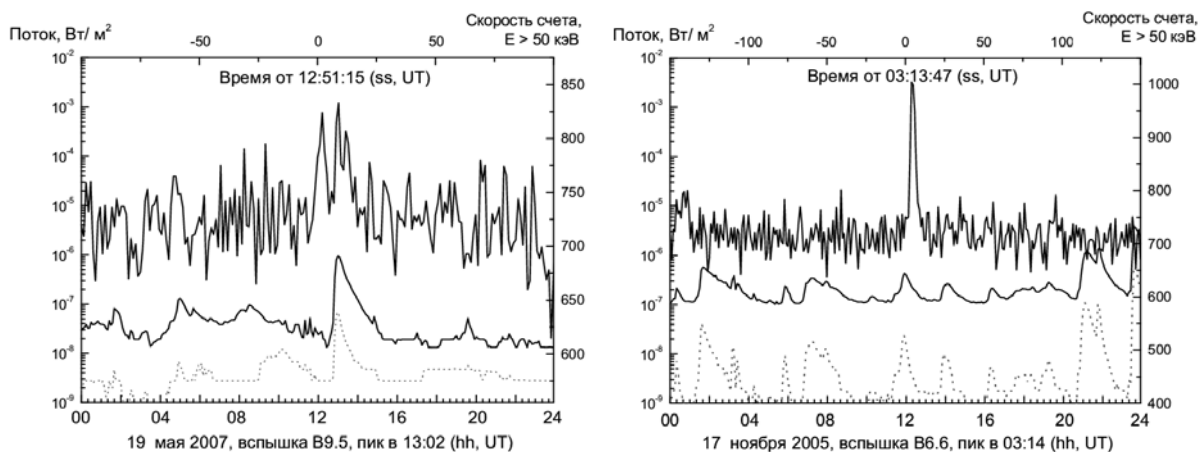


Рис. 1. Фоновое рентгеновское излучение 19.05.07 и 17.11.05 (данные GOES) и поток жесткого рентгеновского излучения по данным *Suzaku/WAM*. Слева на графиках: поток излучения Солнца в диапазоне 1–8 Å (сплошная кривая) и 0.5–4 Å (пунктир), с 5 минутным усреднением. Справа: скорость счета в канале с $E = 50$ –110 кэВ для сплошных верхних кривых. Вверху/внизу: время UT в часах; в секундах.

Некоторые вспышки на фазе спада и события вблизи лимба по данным *Suzaku/WAM* были нами уже рассмотрены в работе [5, 6]. Здесь мы продолжаем это исследование, и рассматриваем подробнее несколько субвспышек, произошедших на диске Солнца. Это относится, например, к событиям 19 мая 2007 г. и 17 ноября 2005 г. (см. рис.1). Поток при энергии 100 кэВ составил $2.7 \cdot 10^{-4}$ и $1.2 \cdot 10^{-3}$ фотон/(с см² кэВ), соответственно, с показателем дифференциального спектра 3.88 для 17 числа. В этих случаях можно было достаточно надежно локализовать образовавшийся источник на микроволнах, связанный с анализируемой вспышкой, по данным РАТАН-600, благодаря высокой чувствительности по потоку излучения (достижимый предел плотности потока 0.5 мЯн) и двумерным данным ра-

диогиелиографов (ССРТ, NoRH). Для некоторых случаев удалось найти положение источника с точностью до нескольких угловых секунд. Например, в событии 17.11.05 возник новый поляризованный источник, не связанный с излучением над пятнами (см. рис. 2). Цифрой 3 показан новый локальный максимум, видимый в канале интенсивности и поляризации (параметры Стокса I, V) со степенью поляризации < 15% на волне 4.32 см. Он связан с участком нейтральной линии, примыкающим к ведущему пятну по MDI-данным (см. рис. 2, справа внизу). По другим наблюдениям, где были соответствующие данные, этот вывод подтвердился. Таким образом, жесткое рентгеновское излучение слабых вспышек возникает вблизи нейтральной линии в областях с сильным полем.

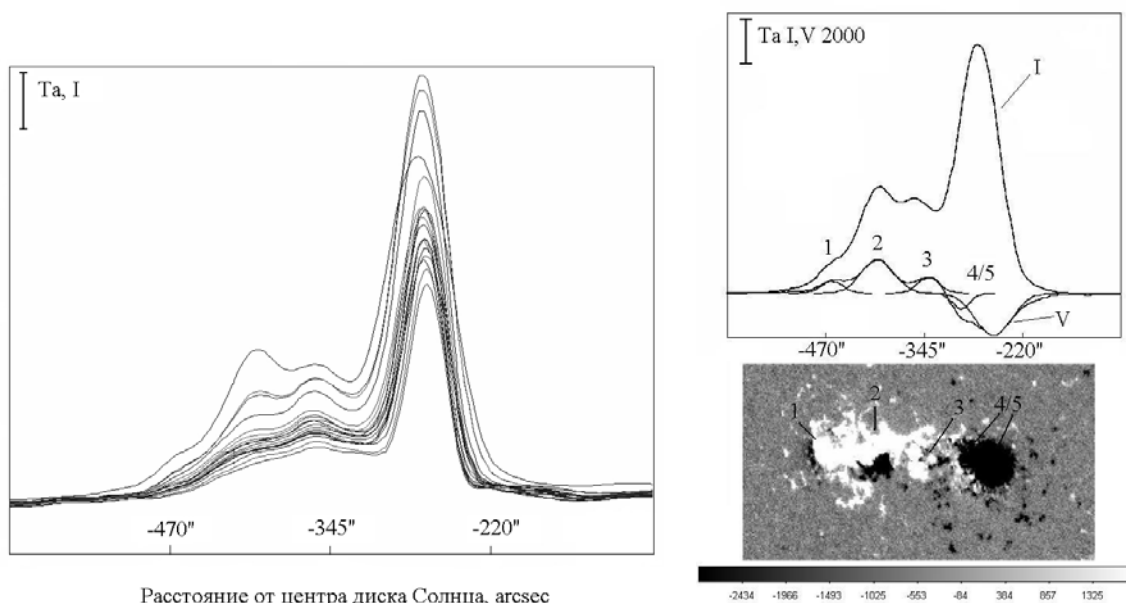


Рис. 2. Слева: фрагменты 1D-профилей сканов Солнца (РАТАН-600) на 17.11.05 в канале интенсивности ("I", длины волн 2.58–4.32 см, время наблюдения ~9 UT). Справа: соответствие локальных максимумов в интенсивности "I" и поляризации "V" данным магнитного поля группы в момент близкий к максимуму вспышки (SOHO/MDI, 03:13:43 UT). Вертикальный отрезок на изображениях вверху слева – масштаб амплитуды антенной температуры (Ta) в Кельвинах. Шкалы внизу – расстояние от центра диска в угловых секундах и значения магнитного поля в Гс. Цифрами (1–5) указаны источники, видимые на волне 4.32 см.

Условия ускорения частиц и генерации жесткого рентгеновского излучения становятся более благоприятными, если в этих участках нейтральной линии происходит всплытие нового магнитного поля. Это отчетливо проявляется при возникновении вспышки В9.5 19.05.2007 в 12:50:49 UT. На фрагментах изображений продольного магнитного поля наблюдаются заметные изменения в области нейтральной линии в юго-восточной части группы (см. рис. 3). Появившиеся новые узлы (цифры 1–3) сильно изменяются, двигаясь вдоль нейтральной линии. Это отчетливо проявляется в узле 2, в то время как узел 1 вообще исчезает, что можно связать с произошедшей слабой вспышкой. Следует сказать, что такой эффект был

отмечен в случаях, когда имелся соответствующий набор данных. Например, это указано в нашей работе по событию в начале января 2007 года [6].

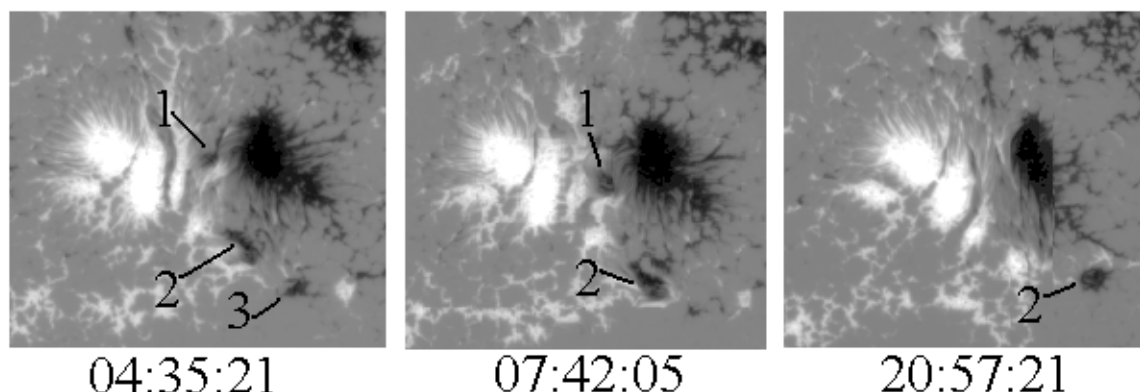


Рис. 3. Фрагменты изображения продольной компоненты магнитного поля группы NOAA 10956 (данные SOT/Hinode) на 19 мая 2007 года на моменты времени до (слева и в центре) и после (справа) вспышки. Цифрами (1, 2 и 3) указаны узлы, образовавшиеся в области нейтральной линии.

Итак, в некоторых слабых вспышках излучение со степенным спектром при энергиях 30 кэВ возникает близ нейтральной линии в тех местах, где она оказывается в области больших напряженностей магнитного поля. Если вблизи этих мест происходит всплытие нового магнитного поля, то соответствующее ускорение электронов значительно усиливается. В предположении нелинейных бессиловых полей в короне всплытие магнитного поля приводит к накоплению свободной энергии на низких высотах хромосферы. И как следствие этого, изменения в системе токов активной области, приводит уже к слабым вспышкам. В этой модели полученные выше результаты свидетельствуют об ускорении частиц в мелкомасштабных элементах.

Авторы благодарят И.И. Мышьякова, Г.В. Руденко и С.В. Лесового (ИСЗФ СО РАН) за содействие в выполнении этого исследования.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 14-02-00922 и Программы П-22.

Литература

1. Caspi, A.; Lin, R.P., *ApJ*, 725(2), pp.L161-L166 (2010).
2. Kazutaka Yamaoka, Akira Endo, Teruaki Enoto, et al., *PASJ* 61, S35–S53 (2009).
3. Ishikawa, S., Krucker, S., Ohno, M., Lin, R.P., *ApJ*, 765(2):143, 6 pp. (2013).
4. A. Endo, T. Minoshima, K. Morigami, et al., *PASJ* 62(2), 1341 (2010).
5. I.Yu. Grigor`eva, M.A. Livshits, *Geomagnetism and Aeronomy*, 2014, V.54, № 8, p. 1045–1052.
6. И.Ю. Григорьева, М.А. Лившиц, Г.В. Руденко и И.И. Мышьяков, *АЖ*, 2013, 90(8) с. 665.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И АТМОСФЕРНЫЙ ВОДЯНОЙ ПАР

Галкин В.Д., Никанорова И.Н.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

SOLAR ACTIVITY AND ATMOSPHERIC WATER VAPOR

Galkin V.D., Nikanorova I.N.

Central Astronomical Observatory of Pulkovo, St. Petersburg

The results of the study of changes in the content of atmospheric water vapor for 23 solar activity cycle are shown. Changing the content of atmospheric water vapor after Forbush decreases (36 events) and independently after strong proton enhancements (15 events) was studied by the method of superposition of epochs. It was found out the decrease (0.845 ± 0.038) of water vapor content after the beginning of the proton enhancements in duration of 2 days with delay by one day. In the case of the strongest Forbush decreases, a slight increase (with errors) of the water vapor content was observed.

Введение

В 1997–2009 гг. датским физиком Х. Свенсмарком [1, 2] активно разрабатывалась гипотеза о влиянии космических лучей на земной климат посредством изучения изменения плотности облачного покрова, что, в свою очередь, существенно влияет на энергетический баланс Земли. Свенсмарком получены количественные оценки изменения плотности облачности в зависимости от изменения интенсивности потока космических лучей, который меняется в зависимости от солнечной активности и измеряется сетью нейтронных мониторов. Согласно Свенсмарку [2] форбуш-понижения интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) вызывают уменьшение облачности в результате уменьшения концентрации ионов в атмосфере, что, в свою очередь, замедляет процесс конденсации водяного пара и понижает уровень облакообразования. В последнее время появились работы, представляющие новую статистическую обработку данных спутникового мониторинга облачности и не подтверждающие выводов Свенсмарка о связи облачности с интенсивностью ГКЛ [3, 4]. В тоже время появились данные Драгича и др. [5], которые подтверждают выводы Свенсмарка. Авторы [5] оценивали плотность облачного покрова, используя её статистическую связь с разностью значений дневных и ночных температур, полученных из наземных наблюдений на метеостанциях.

Поскольку проблема возможной связи облачности с уровнем космических лучей актуальна, мы решили проанализировать, в какой степени один из основных участников облакообразования – водяной пар – чувствителен к изменению интенсивности космических лучей в течение цикла солнечной активности. В данной работе мы рассматриваем поведение интегрального содержания водяного пара в атмосфере в течение 23 цикла

солнечной активности. Используются данные по содержанию водяного пара, полученные в Линденберге (Германия) посредством радиозондирования атмосферы. Измерения выполнялись четыре раза в течение суток: в 6, 12, 18 и 24 часа. Анализировалось поведение водяного пара в период сильных форбуш-понижений, а также в периоды протонных возрастаний после сильных вспышек. Случаи форбуш-понижений отбирались на основе данных Московского нейтронного монитора (<http://cr0.izmiran.rssi.ru/mosc/main.htm>), для протонных возрастаний отобраны самые сильные события 23 цикла солнечной активности (<http://www.swpc.noaa.gov/index.html>). Учитывая существенные колебания содержания водяного пара, вызванные погодными условиями в местах наблюдения, прежде всего, ставилась задача хотя бы качественно определить, есть ли какой-либо отклик содержания водяного пара в атмосфере на изменение интенсивности космических лучей. Можно ожидать, что при форбуш-понижениях уменьшается уровень ионизации в атмосфере, условия становятся менее благоприятными для конденсации водяного пара и, следовательно, более благоприятными для накопления водяного пара в атмосфере.

При протонных возрастаниях появляется источник дополнительной ионизации, что способствует конденсации водяного пара и, следовательно, уменьшению его содержания в атмосфере.

Форбуш-понижения и атмосферный водяной пар

Для наложения эпох данные по водяному пару отбирались через каждые 6 часов в течение 15 суток и нормировались относительно среднемесячного значения и – для сравнения – относительно среднего значения за пять дней до точки отсчета. Далее определялось среднее этих нормированных значений для всех событий для каждой четверти суток после точки отсчета. Эти данные представлены на рисунке 1а и не обнаруживают заметных отклонений от среднего значения за весь изучаемый период (табл. 1).

Таблица 1.

Событие	Калибровка	Среднее	Стат. откл.
Forbush			
36 событий	5 дней	0.986	0.050
	месяц	0.987	0.053
Свенсмарк	5 дней	1.077	0.057
	месяц	1.047	0.068
SEP			
4 дня	5 дней	0.944	0.099
		0.845	0.038

Кроме того, отдельно была выделена группа данных, для которой были получены результаты по изменению облачности Свенсмарком [2]. Ре-

зультаты усреднения приведены на рис. 1б. Хотя результаты усреднения по всем дням показывают повышение среднего содержания водяного пара на 5–10%, они находятся на уровне статистической ошибки. Некоторый интерес представляет появление максимумов на 3, 5 и 7 дни, поскольку это дни максимального эффекта, отмеченные также в работах Свенсмарка [2] и Драгича [5].

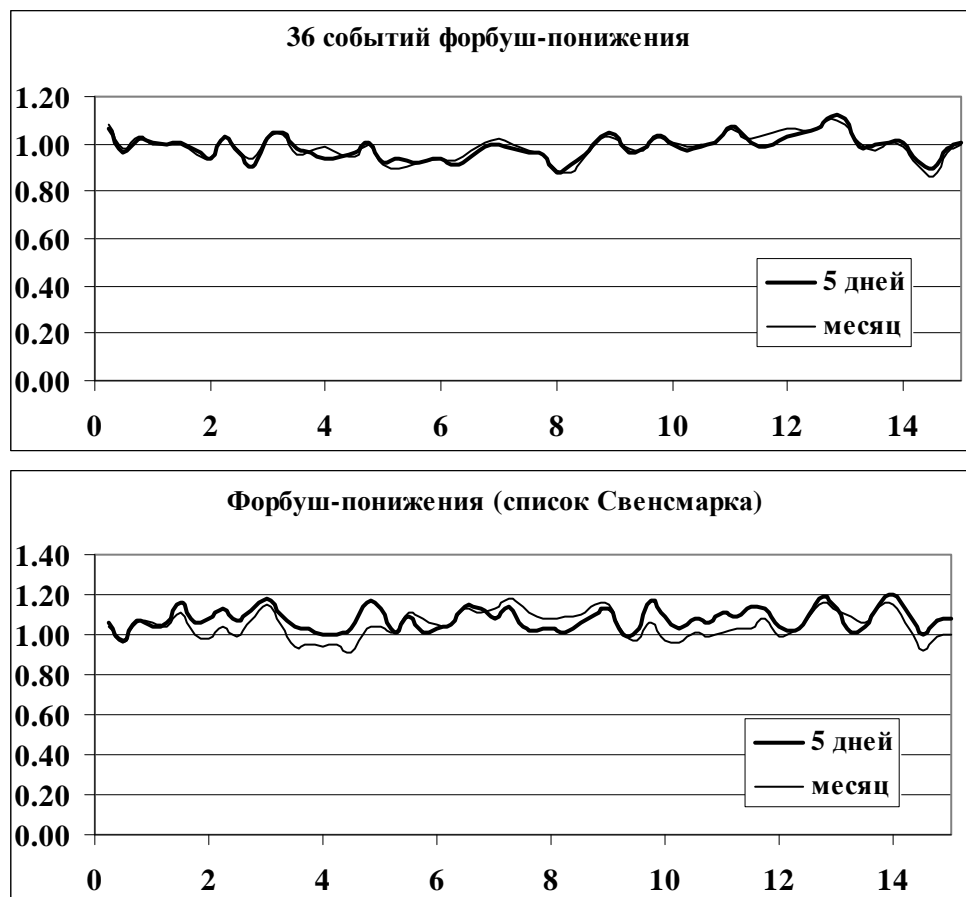


Рис. 1а, б. Изменение содержания водяного пара после форбуш-понижения.

Протонные возрастания и атмосферный водяной пар

Аналогичное исследование поведения водяного пара было выполнено в периоды протонных возрастаний 23 цикла. Были отобраны события, которые характеризовались наибольшими значениями потока протонов, резкой границей начала события и продолжительностью события (1–2 дня). В качестве нормировки использовались средние значения содержания водяного пара за 5 дней, предшествующих началу события. На рис. 2 приведено усреднение для 15 событий относительного изменения содержания водяного пара в течение 4 дней. Поскольку никаких предварительных соображений, как может изменяться содержание водяного пара, кроме предположения, что изменения должны иметь место в период протонного возрастания, не было, на рисунке представлено усредненное значение за все 4 дня и за 2 дня четко выраженных минимальных значений. Численные зна-

чения усреднений и их ошибки приведены в табл. 1. Как следует из рис. 2, минимум действительно соответствует средней продолжительности отобранных SEP событий, но оказывается смещенным на один день. Необходимо также отметить, что протонные возрастания и форбуш-понижения рассматривались как независимые события. Однако они, предположительно, имеют противоположное действие и, следовательно, могут нейтрализовать друг друга и в какой-то степени ухудшить ожидаемый результат.

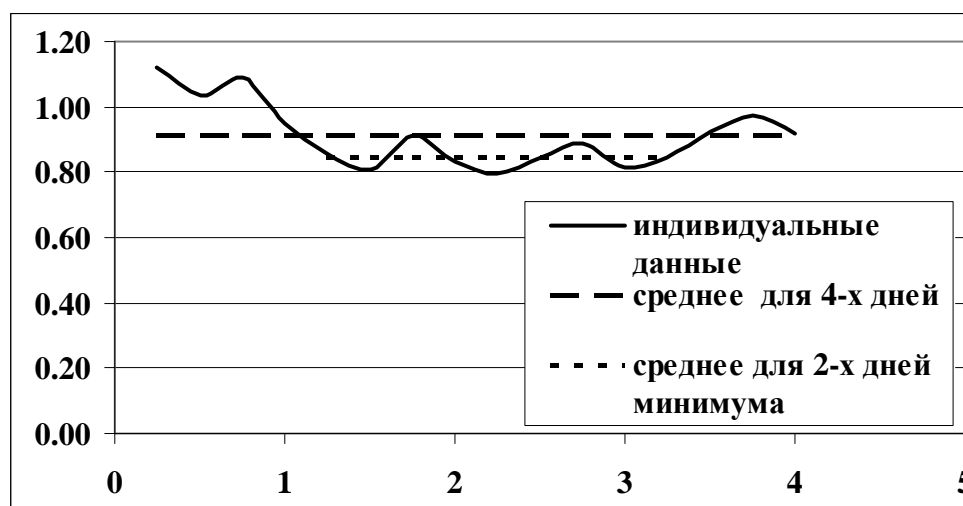


Рис. 2. Изменение содержания водяного пара после протонного возрастания.

Заключение

Хотя полученные оценки поведения водяного пара не дали статистически значимого результата, качественно они подтверждают возможность существования ожидаемого эффекта – увеличения содержания водяного пара при форбуш-понижениях и уменьшения при протонных возрастаниях. Возможный путь для доказательства существования этих эффектов заключается в привлечении данных других пунктов, в которых производится радиозондирование атмосферы, учет данных метеорологической обстановки на этих пунктах и более детальный статистический анализ.

Литература

1. Svensmark H. and Friis-Christensen E. Atmos. Solar Terr. Phys., 59, 1225–1232, 1997.
2. Svensmark H., Bondo T. and Svensmark J. Geophys. Res.Lett., 36, L15101, doi:10.1029/2009GL038429, 2009
3. Laken B.A.; Pallé E.; Čalogović J.; Dunne E.M. Journal of Space Weather and Space Climate, Volume 2, (A18), 13, 2012.
4. Laken B. and J. Čalogović. Geophys. Res. Lett., 38, (24), L24811, 2011.
5. Dragić A., I. Anicin, R. Banjanac, V. Udovicic, D. Jokovic, D. Maletic and J. Puzovic. Astrophys. Space. Sci. Trans., 7, 315–318, doi:10.5194/astra-7-315-2011, 2011.

SOLAR MAGNETIC FIELDS AND TERRESTRIAL CLIMATE

Georgieva K.¹, Nagovitsyn Yu.², Kirov B.¹

¹*Space and Solar-Terrestrial Research Institute of Bulgarian Academy of Sciences,
Sofia, Bulgaria*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

СОЛНЕЧНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ И ЗЕМНОЙ КЛИМАТ

Георгиева К.¹, Наговицын Ю.А.², Киров Б.¹

¹*Институт космических исследований и технологий Болгарской Академии Наук,
София, Болгария*

²*Главная Астрономическая Обсерватория, Санкт Петербург, Россия*

Солнечная радиация считается одним из основных естественных факторов, влияющих на земной климат, и ее вариации включаются в большинство численных моделей, оценивающих эффекты естественных по сравнению с антропогенными факторами изменений климата. Солнечный ветер, вызывающий геомагнитные возмущения, является другим агентом солнечной активности, чья роль в изменениях климата еще не полностью понята, но активно исследуется. Для целей климатического моделирования важно оценить и прошлые, и будущие вариации солнечной радиации и геомагнитной активности, которые тесно связаны с вариациями солнечных магнитных полей. Прямые измерения солнечных магнитных полей имеются за ограниченный период, но их можно восстановить из измерений геомагнитной активности. Мы представляем реконструкцию общей солнечной радиации, основанной на геомагнитных данных, и прогноз будущей радиации и геомагнитной активности, которые можно включить в модели ожидаемых климатических изменений.

1. Introduction

Knowing the evolution of solar activity is important for both evaluating the past climate variability and how much of it is due to solar variability and how much to human activity, and for estimating the expected variations of solar activity and their eventual response in terrestrial climate.

There are two main geoeffective manifestations of solar activity whose variability is important for the Earth's climate: solar electromagnetic radiation and solar corpuscular emissions. In the present paper we are dealing with the long-term variations in solar electromagnetic radiation (the solar irradiance).

Sun emits electromagnetic radiation in a wide range of wavelengths - from extreme ultraviolet to infrared. The integrated energy entering the terrestrial atmosphere, measured in W/m², is referred to as Total Solar Irradiance (TSI). For quite a long time, TSI has been regarded as constant, and has been even known as "the solar constant".

2. TSI measurements

Space-borne measurements of TSI began in 1978 with the Hickey-Frieden radiometer [1] aboard the NOAA/NASA mission Nimbus-7, followed by the ACRIM experiment aboard the Solar Maximum Mission. The most important result from them is that the “solar constant” is not constant but varies on different time scales, from minutes to decades, being maximum in sunspot maximum and minimum in sunspot minimum [2]. Though sunspots are dark areas on the solar surface and cause reduction of TSI on day-to-day basis, the variations of their number and area in the ~11-year solar cycle are accompanied by variations of the number and area of bright faculae which more than compensate the darkening due to sunspots, and as a result TSI is higher in sunspot maximum than in sunspot minimum [3].

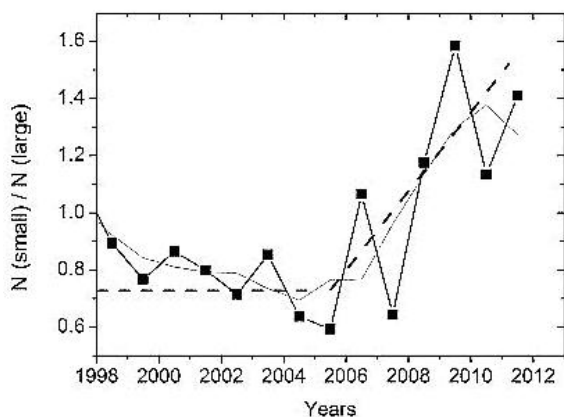
TSI has been measured by a number of instruments covering partly overlapping periods. They all show the solar cycle variations in TSI, but their results are quite different in terms of both absolute levels and trends. Even for one single instrument, the trend may be not reliable because of instrument-related factors like calibration, sensor degradation with time, etc. Therefore, combining the various data sets into a single time series is quite difficult and controversial. The basic disagreement among the published composites [4–6] important for evaluating solar contributions to climate change, is in long-term trends: some composites show decrease in TSI from cycle to cycle, others show increase, or no significant trend.

The differences are even bigger in estimates of TSI over longer periods with no instrumental measurements when proxies are used to reconstruct the irradiance. Reconstructions of TSI since the Maunder minimum in the second half of the 17th century, when the Sun was extremely inactive and Europe experienced the “Little Ice Age”, estimate values of TSI from equal to the ones during the last 2008–2009 solar minimum [7, 8] to almost 6 W/m^2 lower [9].

The basic assumption in reconstructing variations of TSI is that all changes in the solar irradiance on time scales longer than hours are entirely caused by changes in the solar surface magnetic flux which can be traced through surface features, such as spots, faculae, ephemeral regions [10]. TSI is then determined by the darkening due to sunspots, plus brightening due to faculae and ephemeral regions, plus the contribution of the “quiet Sun” considered constant. Information on the surface coverage by each component and its evolution in time is best provided by direct measurements of the solar photospheric magnetic fields, i.e. by the full-disc magnetograms, but they are also available for a limited period – less than 40 years. For earlier times, records of sunspot number and areas are used. There are no long records of ephemeral areas, and sunspot and facular areas have been measured only since 1874 so before that all their fluxes are estimated based on empirically found ratios with the sunspot number for a recent period when all values are available from measurements [11].

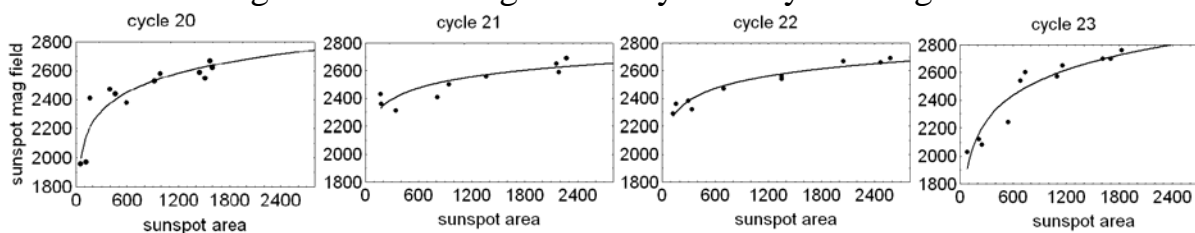
3. Problems with TSI reconstructions

Several wrong assumptions are made when reconstructing TSI from only the number of sunspots. The first one is that the sunspot number can be used instead of the sunspot area which actually

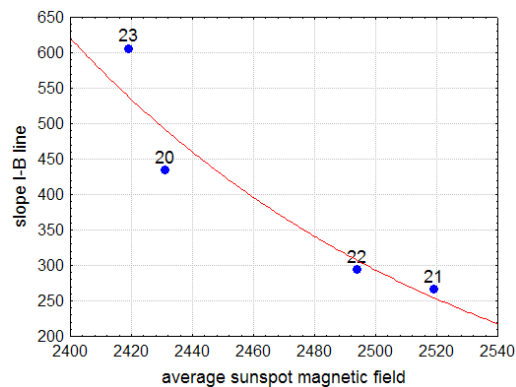


determines the impact of sunspots reducing the TSI. Actually, the relation between sunspot number and area changes in time, and recently it was shown that the proportion of small to large spots has been increasing [12] which means decreasing ratio of the total sunspot area to the number of sunspots – Fig.1.

Second, the darkness of a sunspot important for its contribution to TSI depends on its magnetic field [13] which in turn is related to the spot's area [14]. However, the relation between the spots' darkness and magnetic field changes from cycle to cycle – Fig.2.



Moreover, this nonlinear relation itself depends on the sunspots' magnetic field (Fig.3), so it is not correct to estimate by how much a number of sunspots decrease TSI without information about their magnetic fields. The average sunspot magnetic field in cycle 20–23 used in Fig.3 is from a composite historical synoptic data set described in [15].

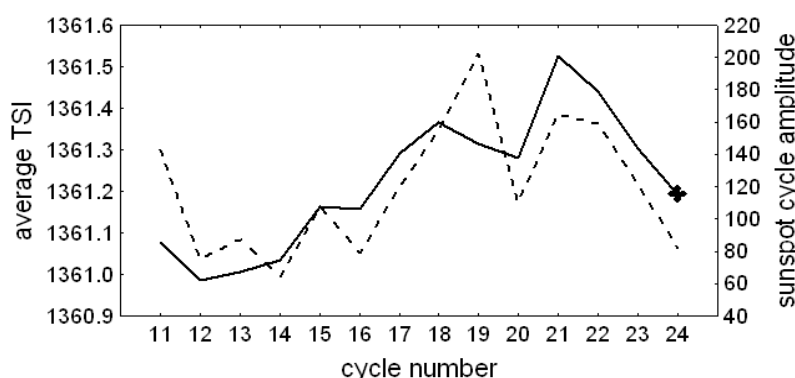


The most important problem is the estimation of the area of bright faculae whose contribution to TSI is calculated to be about 50% higher than the one of sunspots [16]. In reconstructions of TSI for longer periods [11], the facular area value is based on the correlation found between the facular and sunspots areas in cycle 22 [16]. However, this correlation is not constant either. It varies with solar magnetic fields as the cycle progresses [11] and from cycle to cycle [17, 18]. As a result, the amplitudes of the 11-year solar cycles as measured by the facular and sunspots areas are not well correlated [11].

Therefore, to be able to correctly reconstruct TSI, we need information about the magnitude and evolution of solar magnetic fields. There are no long-term records of solar magnetic fields, but we have found that geomagnetic rec-

ords reflect the variations of the sunspot magnetic fields: the geomagnetic activity “floor” (the value below which geomagnetic activity cannot fall even in the lack of any sunspots) in a sunspot cycle is proportional to the sunspot magnetic field in the sunspot cycle minimum, and the rate of increase of geomagnetic activity with increasing number of sunspots is proportional to the rate of increase of sunspot magnetic field from cycle minimum to cycle maximum [19]. These correlations can be used to reconstruct the solar magnetic fields and to account for their variations in reconstructions of long term (cycle to cycle) variations of total solar irradiance. Here we use the *aa*-index of geomagnetic activity and the international sunspot number for the period since 1868, and the ESAI data base of Extended Solar Activity Indices [20] for earlier periods to estimate the solar magnetic fields as described in [19], and we regress them to the ACRIM [4] composite TSI series to derive the correlations between sunspot magnetic fields and TSI, and to estimate the long term (cycle to cycle) variations of TSI.

4. Reconstructions from geomagnetic data



The solid line in Fig. 3 presents the calculated TSI from cycle 11 (1867-1877) to cycle 23 (1996-2007). Each point is the TSI averaged over one whole cycle. A part of cycle 24 (2008–2013) is also included for

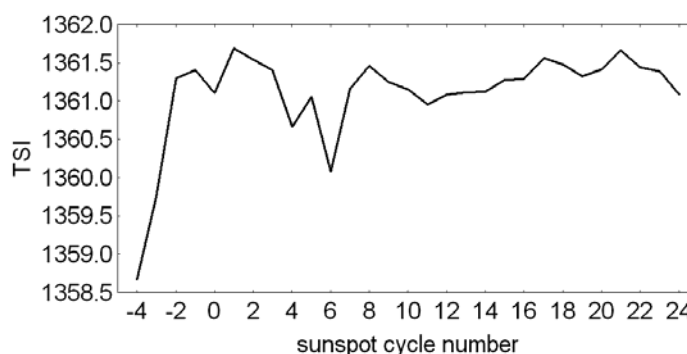
comparison but it should be kept in mind that as the cycle is not yet complete and this period does not cover the declining phase of the cycle, the value for the full cycle will be lower. The dashed line presents the amplitude (maximum sunspot number) in the respective cycles.

A couple of peculiarities can be seen in Fig. 3. First, the TSI averaged over the solar cycle has increased by 0.6 W/m^2 from a minimum value in cycle 12 (1878–1890) to a maximum value in cycle 21 (1986-1995). As the global temperature response to changing TSI is assumed to be $\Delta T = \lambda \Delta \text{TSI}$ with ΔTSI in W/m^2 and λ (climate sensitivity to TSI change) in the range $0.3\text{-}1 \text{ }^\circ\text{K/Wm}^{-2}$ (IPCC AR4), this means that TSI variations are responsible for between 0.2 and $0.6 \text{ }^\circ\text{K}$ change in global temperature during the last century.

Next, the variations in TSI follow roughly the variations in the sunspot cycles amplitudes, however with important differences. The most intense cycle in this period as measured by the number of sunspots was cycle 19, but the most intense cycle as measured by TSI was cycle 21. Similarly, the weakest cycle in sunspot number was cycle 14, but the weakest cycle in TSI was cycle 12. The explanation for these discrepancies is that the cycle averaged TSI is a result of

the interplay between the variations of the darkening determined by the total area and magnetic field in sunspots, and the brightening determined by the total area and magnetic field in facular and ephemeral regions. As pointed out in [16–18], the ratio between the two quantities varies, and the maximum in the area of faculae which is about 50% more important for TSI than the sunspot area, does not coincide with the sunspot area maximum. As a result, the increase in TSI lasted until cycle 21 (1976–1985), unlike sunspot number which began decreasing about 20 years earlier after a maximum in cycle 19.

From the ESAI database of solar and geomagnetic activity, we can also reconstruct sunspot magnetic fields, and estimate the TSI since the beginning of the 17th century (Fig. 4). Since the end of the Maunder minimum (cycle -4, 1698–1712), TSI has increased by about 3 W/m^2 , and since the deepest part of the Maunder minimum (not shown), the increase is about 7 W/m^2 , in good agreement with the results of [9] and much more than the estimations of [21].

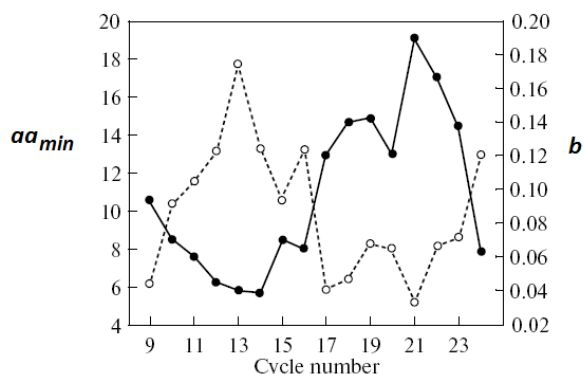


5. Conclusion

Total solar irradiance reconstructions calculated taking into account the evolution of sunspot magnetic fields estimated from geomagnetic data demonstrate that TSI has increased by 0.6 W/m^2 between a minimum in sunspot cycle 12 in the end of the 19th century and a maximum in cycle 21 in the second half of the 20th century. The increase of TSI since the early 18th century (the end of the Maunder minimum) was about 3 W/m^2 , and since the deepest part of the Maunder minimum – about 7 W/m^2 . These estimates support the TSI reconstructions showing much higher TSI variability, and consequently much bigger solar influences on climate variability than accounted for in popular models.

It should be noted that solar electromagnetic radiation is only one of the solar agents affecting climate. Another one is the solar wind – the ever expanding solar corona filling the whole heliosphere with solar plasma and embedded magnetic fields. Its role in climate change is a subject of extensive research, but is not yet fully understood, and its contribution is included in only a few atmospheric models. But it has been found that Earth's surface temperature is correlated with both decadal averages and solar cycle minimum values of the geomagnetic activity [22] which are determined by the solar wind parameters [23]. The solar cycle minimum values of the geomagnetic activity aa_{min} (the geomagnetic activity floor) and b – the rate of increase of geomagnetic activity with increasing sunspot numbers both have secular periodic variations (Fig. 5)

which make it possible to forecast their future variations. The expected decrease in aa_{min} means decrease in surface temperature in the next decades. On the other



hand, aa_{min} is proportional to sunspot magnetic field in cycle minimum, which is positively correlated with cycle averaged TSI, and b is proportional to the rate of increase of sunspot magnetic fields with increasing sunspot number which is negatively correlated to TSI. Therefore, the expected decrease of aa_{min} and increase of b

both predict future decrease of TSI which, added to the expected decreasing geomagnetic activity, will be an additional factor for the future global cooling.

Acknowledgements

This work is done as a part of a joint research project of RAS and BAS. The idea evolved from a workshop funded by COST ES1005 project TOSCA.

References

1. Hickey J.R. et al., Science, 208, 281, 1980.
2. Willson R.C. and Hudson, H.S., Astrophys. J., Part 2, 244, L185, 1981.
3. Chapman G.A. et al., Ap. J., 482, 541, 1997.
4. Willson. R.C. and Mordvinov A.V., Geophys. Res. Lett., 30, 1199, 2003.
5. Fröhlich C., Space Sci. Rev., 125, 53, 2006.
6. Dewitte S. et al., Sol. Phys., 224, 209, 2004.
7. Lockwood, M., Nat. Clim. Change, 1, 98, 2011.
8. Schrijver, C.J. et al., Geophys. Res. Lett., 38, L06701, 2011.
9. Shapiro, A.I. et al., Astron. Astrophys., 529, A67, 2011.
10. Krivova N. and Solanki S., In: F.-J. Luebken (Ed.), CAWSES, 2013, XXI.
11. Solanki S. et al., A&A, 383, 706, 2002.
12. Nagovitsyn, Yu.A. et al., Astrophys. J. Lett., 758, L20, 2012.
13. Abdussamatov, H.I., Bull. Astron. Inst. Cz., 24, 118, 1973.
14. Nicholson, S.B., PASP, 45, 51, 1933.
15. Pevtsov A.A. et al., Astrophys. J. Lett. 742, L36-L39, 2011.
16. Chapman, G.A. et al., Astrophys. J., 482, 541, 1997.
17. Foukal P., Solar Phys., 148, 219, 1993.
18. Chapman G.A. et al., Solar Phys. 289, 3961, 2014.
19. Georgieva K. et al., Geomagn. Aeron. 53, 852, 2013
20. Nagovitsyn Yu. et al., Solar Phys., 224, 103, 2004.
21. Krivova, N.A. et al., J. Geophys. Res., 115, A12, A12112, 2010.
22. Cliver E.W. et al., Geophys. Res. Lett., 25, 1035, 1998.
23. Kirov B. et al., this volume, 2014.

АНАЛИЗ ФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Голубчина О.А.

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

ANALYSIS OF PHYSICAL CHARACTERISTICS OF CORONAL HOLES IN A MICROWAVE RANGE

Golubchina O.A.

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

The published results of polar coronal hole observation on RATAN-600 in comparison with the similar results received on different radio telescopes on the basis of microwave range observations are discussed. Concurrence average bright temperatures coronal holes on the quiet Sun with bright temperatures of polar coronal holes on distance of the several 100-th radius of the Sun from its limb on close waves testifies to identity of the physical processes happening in polar coronal hole and coronal holes, located on a disk of the quiet Sun during the minimum of solar activity.

1. Введение

Солнечный ветер – потоки высокоэнергичных заряженных частиц, распространяющихся от Солнца за границы солнечной системы. В настоящее время, в частности, принято считать, что источниками солнечного ветра, являются корональные дыры (КД) на спокойном Солнце и полярные корональные дыры. Последние всегда видны в периоды минимальной солнечной активности, т.к. в это время преобладает вращательно ориентированная дипольная компонента магнитного поля. Впервые наблюдения КД за лимбом были выполнены Вальдмайером [1] в зелёной линии 5303А на коронографе Цюрихской обсерватории. Существенный прогресс в изучении КД начался в 1973–1974 гг. со времени наблюдений на космических аппаратах в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. В настоящее время термин «корональная дыра» применяется к областям на Солнце со следующими характерными особенностями: в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне (3–60 Å) эти области наблюдаются как наиболее тёмные участки на поверхности Солнца, т.е. как места с пониженной плотностью и температурой, и наименее интенсивные над солнечным лимбом. Это области в общем униполярные с открытой конфигурацией магнитного поля [2].

Первые наблюдения в радиодиапазоне были выполнены в КРАО на радиотелескопе РТ-22 на волнах 8.2 и 13.5 мм (1974–1977) и в Австралии (CSIRO) на радиотелескопе диаметром 4 м на волне 3.5 мм (1977 г.) [3, 4].

Наблюдения обнаружили повышение интенсивности радиоизлучения в области полюса Солнца в годы минимума солнечной активности. Впоследствии исследование повышения и понижения интенсивности радиоизлучения над полярной областью Солнца с большей точностью выполнены на радиотелескопе диаметром 14 м на волнах 8 мм и 3.4 мм в Финляндии (Metsahovi Radio Observatory) [5–7]. Наблюдаемые полярные радиоурчания на этих волнах отождествлены с областями депрессии в UV и X-ray излучении и с более яркими областями в линии HeI 10830 Å [2]. В работе [7] отмечается, что в основном повышение яркости в полярной области в миллиметровом диапазоне длин волн коррелирует с группами полярных факелов и ярких структур (основания плюмов и некоторых других деталей).

В сантиметровом диапазоне длин волн (1.8–30.7) см радиоизлучение КД на поверхности Солнца исследовалось в работах, выполненных на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 [8]. Было показано, что области пониженной радиояркости Солнца на волнах (6–31.6) см отождествляются с областями пониженной температуры и плотности на поверхности Солнца в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах. С другой стороны, эти области отождествляются с яркими областями на Солнце в линии HeI 10830 Å.

2. Наблюдения КД над северной полярной областью Солнца

Наблюдения КД за лимбом над северной полярной областью Солнца были выполнены на северо-восточной части радиотелескопа РАТАН-600 [9, 10, 11] на волнах 1.03–31.6 см во время максимальной фазы ($\Phi = 0.988$) солнечного затмения 29.03.2006 г. (рис. 1). Согласно этим наблюдениям, в период минимальной солнечной активности впервые в радиодиапазоне были получены распределения яркостной температуры и электронной концентрации над полюсом северной полярной области Солнца на волнах $\lambda = (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 6.3, 13, 30.7)$ см на расстояниях от 1-го до 2-х радиусов Солнца от центра его оптического диска [11–15]. Найденные электронные концентрации над полярной областью за лимбом Солнца сравнивались с результатами измерений, полученными в белом свете [16]. Установлено, что распределение электронной концентрации на расстояниях от лимба Солнца до $2 R_s$ по данным измерений на волнах 1.03 см и 1.38 см близко к распределениям, полученным в белом свете в эпоху минимальной солнечной активности [15, 16].

Сравнение результатов измерений яркостных температур над полярной корональной дырой с температурами корональных дыр на фоне спокойного Солнца выявило резкое падение яркостной температуры радиоизлучения в КД, начиная примерно с $\lambda = 6$ см [8, 12–15] как в том, так и в другом случаях.

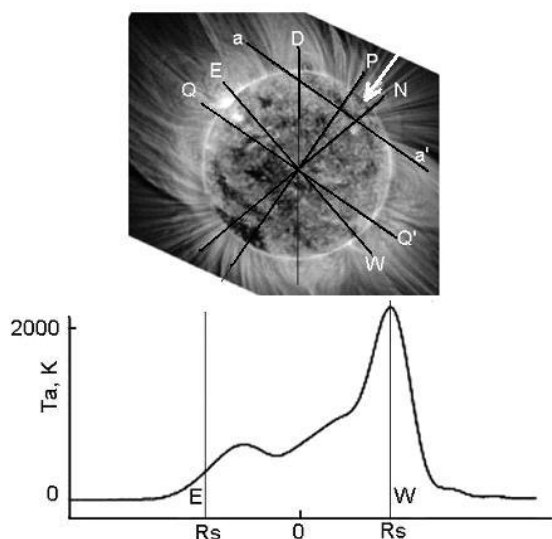


Рис. 1. Наложение изображения Солнца в ультрафиолете, короны Солнца в белом свете [17] и записи Солнца на волне 13 см во время наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600. Стрелка указывает на полярную корональную дыру. Проекции небесных осей на диск Солнца: (E-W), (S-N) – направление Восток-Запад, Юг-Север Солнца; (Q-Q') – проекция небесного экватора; OP- направление на северный полюс Мира; OD – направление ножевой диаграммы направленности радиотелескопа (ДНА), T_a – антенная температура записи Луны и Солнца, R_s – радиус оптического диска Солнца.

Сравнение результатов измерений яркостных температур вблизи лимба Солнца во время затмения с температурами КД на поверхности спокойного Солнца, полученными ранее на РАТАН-600 на близких волнах [8, 15], показало практическое совпадение яркостных температур КД. Этот факт означает, что свойства полярной корональной дыры над северным полюсом Солнца идентичны свойствам корональных дыр, расположенных вне полярных областей на фоне спокойного Солнца, которые исследовались ранее с помощью РАТАН-600 [15].

3. Заключение

Обобщая всё вышеизложенное, можно кратко сформулировать основные характеристики проявления корональных дыр в различных диапазонах длин волн:

1. В ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне (3–60 Å) области, отождествлённые с корональными дырами, наблюдаются как наиболее тёмные участки на поверхности Солнца, т.е. как места с пониженной плотностью и температурой [2].

2. Области КД в общем униполярные с открытой конфигурацией магнитного поля [2].

3. В линии HeI 10830 Å области, отождествлённые с КД, являются областями с повышенной яркостью [2, 5–7].

4. В полярных областях Солнца в период минимума солнечной активности в миллиметровом диапазоне длин волн, как правило, наблюдается повышение интенсивности радиоизлучения (редко понижение интенсивности излучения) [4–7].

5. В сантиметровом диапазоне длин волн КД на Солнце наблюдаются как области пониженной интенсивности [8, 12–14]. Радиоизлучение полярных областей Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн в период минимума солнечной активности наименее интенсивное [12–14].

Литература

1. *Waldmeier M.* Synoptische Karten der Sonnenkorona // *Z. Astrophys.*, v. 38, p. 219, 1956.
2. *Cranmer S.* Coronal Holes // *Living Rev. Solar Phys.* v. 6, p. 3, 2009.
3. *Babin A. N. et al.* Intensification of magnetic fields, millimeter-range radio brightness, and H-alpha activity in polar regions on the sun // *Izv. Krymsk. Astrofis. Obs.*, v. 55, p. 3, 1976.
4. *Efanov V.A. et al.* Radio emission of the solar polar regions at millimeter wavelengths// In : *Kundu M.R., Gergely T.E. (eds) Radio Physics of the Sun*, Reidel, Dordrecht, p.141, 1980.
5. *Pohjolainen S.* On the origin of the polar radio brightenings of short millimeter wavelengths // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser. V. 361*, p. 349, 2000.
6. *Pohjolainen S. et al.* Comparison of 87 GHz solar polar structures with EUV and soft X-ray emission // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser. V. 143*, p. 227, 2000.
7. *Riehoakainen A. et al.* Millimeter – radio, SOHO/EIT 171 A features and the polar faculae in the polar zones of the Sun // *Astron. Astrophys. V. 366*, p. 676, 2001.
8. *Borovik V.N., Kurbanov M.S., Livshits M.A., and Ryabov B.I.* Coronal holes against the quiet-Sun background: an analysis of RATAN-600 observations in the 2-32 cm wavelength range // *Sov. Astron. V. 34*. P. 522. 1990.
9. *Golubchina O.A., Golubchin G.S.* Metod estafeti // *Astrofiz. Issled. (Izv. Spets. Astrofiz. Obs.)*, No. 14, p. 125. 1981.
10. *Голубчина О.А.* Специальные наблюдения Солнца на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 // *Palmarium Academic Publishing (ISBN-13: 978-3-659-98306-1)*. 2013.
11. *Golubchina O.A., Bogod V.M., Korzhavin A.N., Bursov N.N., Tokhchukova S.* Centimeter-wave radio emission of a high-latitude prominence // *Astrophys. Bull. V. 63*. No. 1. P. 34–42. 2008.
12. *Golubchina O.A., and Korzhavin A.N., and Tokhchukova S.* Brightness temperature distribution in solar corona based on RATAN-600 observations of the maximum phase of March 29, 2006 solar eclipse // *Astrophys. Bull. V. 66*. No. 4. P. 488–495. 2011.
13. *Golubchina O.A., and Korzhavin A.N.* Distribution of centimeter-wave brightness temperature of solar polar region // *Astrophys. Bull. V. 68*. No. 2. P. 219–225. 2013a.
14. *Golubchina O.A., and Korzhavin A.N.* Comparative Analysis of the Distributions of Brightness Temperatures in the Solar Polar Region Based on Observational Data Obtained with RATAN-600 in the Microwave Range during the Solar Eclipse of March 29, 2006 // *Geomagnetism and Aeronomy. V. 53*. No. 6. P. 1025–1029. 2013b.
15. *Golubchina O.A., and Korzhavin A.N.* Brightness Temperatures and Electron Density in the Solar Polar Coronal Region on the Basis of MW Observations // *Geomagnetism and Aeronomy. V. 54*. No. 8. 2014.
16. *Zheleznyakov V.V.* Radioizluchenie Solntsa i planet (Radioemission of the Sun and Planets). Moscow: Nauka. 1964.
17. *Pasachoff, J.M., Rusin, V., Druckmuller, M., and M. Saniga, M.* Fine structure in the white-light solar corona at the 2006 eclipse // *The Astrophysical Journal*, 665, pp.824–829, 2007.

ОБЛАСТЬ ДИФФУЗИОННОГО ОВЕРШУТИНГА ПОД КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНОЙ СОЛНЦА

Горшков А.Б., Батурин В.А.

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова,
Москва, Россия*

DIFFUSION OVERSHOOTING REGION BENEATH THE SOLAR CONVECTION ZONE

Gorshkov A.B., Baturin V.A.

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

Calculating the evolution of the chemical composition of the Sun, we simulate overshooting area as smooth increase in diffusion coefficient in the narrow region under the bottom of the solar convection zone. The presence of such an area follows from the need to match the theoretical and observed sound speed profiles. We distinguish two zones of additional mixing — first of $0.037 R_{\text{Sun}}$ width confined by solar tachocline, and second, of $0.059 R_{\text{Sun}}$ width — under the bottom boundary of the tachocline.

1. Введение

Развитие гелиосейсмологии в 1990–2000-е годы позволило надежно установить [1] положение дна конвективной зоны Солнца $R_{\text{CZ}} = 0.7133 \pm 0.0005 R_{\text{Sun}}$, содержание гелия в конвективной зоне $Y_{\text{CZ}} = 0.2485 \pm 0.0034$, а также профиль скорости звука в лучистой зоне и нижней части конвективной зоны с относительной погрешностью порядка $5 \cdot 10^{-4}$. Современные эволюционные модели Солнца, как правило, удовлетворяют этим ограничениям. В частности, они включают в себя диффузионную эволюцию химического состава — механизм, способный за время жизни Солнца $t = 4.6$ млрд лет уменьшить содержание гелия в конвективной зоне от его начальной величины, принимаемой $Y_0 \approx 0,28$, до Y_{CZ} .

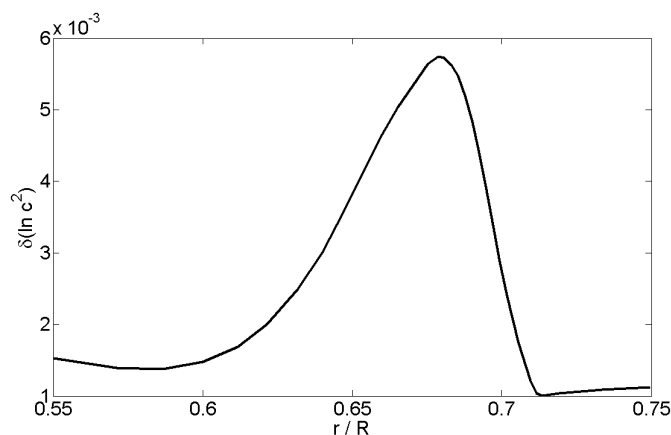


Рис. 1. Относительная разность квадрата скорости звука в Модели S и гелиосейсмологической инверсии (Воронцов, 2013)

Профиль скорости звука в эволюционных моделях Солнца также не плохо согласуется с гелиосейсмологическими данными, но за исключением области под конвективной зоной. Пример такого несоответствия для эволюционной Модели S (Model S, [2]) показан на рис. 1.

Целью данной работы является попытка согласовать теоретический и гелиосейсмологический профили скорости звука под конвективной зоной.

2. Эволюция химического состава у основания конвективной зоны Солнца

2.1. Расчет эволюции химического состава на заданной эволюционной модели

В данной работе мы рассчитываем эволюцию химического состава солнечного вещества в Модели S. Эволюционным уравнением является уравнение диффузии с источниковым членом в правой части, отвечающим за превращения элементов в термоядерных реакциях:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = -\nabla_r(n_i V_i) + \left(\frac{\partial n_i}{\partial t}\right)_{NR} \quad (1)$$
$$V_i = \alpha_i \frac{\partial \ln P}{\partial r} + \beta_i \frac{\partial \ln T}{\partial r} + K_D \gamma_{ii} \frac{\partial \ln n_i}{\partial r} + \sum_{k \neq i} \gamma_{ik} \frac{\partial \ln n_k}{\partial r}$$

Здесь n_i и V_i — объемная концентрация и скорость диффузионного дрейфа соответственно для i -го компонента смеси, P и T — давление и температура, α_i , β_i , γ_{ii} — коэффициенты баро-, термо- и концентрационной диффузии соответственно, γ_{ik} — коэффициенты взаимного влияния диффузионных потоков элементов. Все величины являются функциями от времени t и радиуса r . Распределение давления, температуры, радиус и светимость Солнца как функции времени в наших расчетах заданы Моделью S и считаются известными. Расчет ведется от первоначально однородного состояния (соответствующего модели ZAMS — zero-age main sequence star) до момента $t = 4.6$ млрд. лет. Граничными условиями принимаются условия равенства нулю диффузионных потоков на границах модели. Заметим, что в выражении (1) член с градиентом концентрации определяет, насколько быстро в системе выравниваются неоднородности химического состава. Используя это свойство, мы применяем коэффициент K_D для ввода в расчет зон перемешивания. В *лучистой зоне* он равен единице — градиент содержания выравнивается только за счет концентрационной диффузии. Перемешивание в *конвективной зоне* происходит с характерным временем, меньшим в 10^{11} – 10^{12} раз характерного времени диффузии, что приводит к практически моментальному выравниванию химического состава по всей конвективной зоне. Здесь мы полагаем $K_D \gg 1$. Для нахождения коэффициентов диффузии в (1) мы используем схему Мишо и Профитта [3], принятую и в Моде-

ли S. Контрольные расчеты показали, что мы можем воспроизвести эволюцию химического состава в модели S с точностью до третьей значащей цифры.

2.2. Области дополнительного перемешивания под конвективной зоной Солнца

Скорость звука c связана через выражение для частоты плавучести (частоты Брента-Вяйсяля) N^2 с градиентом температуры и градиентом содержания водорода по массе X .

$$\frac{d \ln c^2}{dr} = \frac{d \ln \Gamma_1}{dr} + \frac{N^2}{g} + \frac{\Gamma_1 - 1}{\Gamma_1} \cdot \frac{d \ln P}{dr}$$

$$N^2 = -g^2 \frac{\rho}{P} \frac{\chi_T}{\chi_\rho} \left(\frac{d \ln T}{d \ln P} - \left[\frac{d \ln T}{d \ln P} \right]_{ad} \right) + \frac{g}{X} \frac{\chi_X}{\chi_\rho} \cdot \frac{dX}{dr} \quad (2)$$

Здесь Γ_1 — показатель адиабатической сжимаемости, g — ускорение силы тяжести, ρ — плотность, $X = m_H n_H$, $\chi_\rho \equiv (\partial \ln P / \partial \ln \rho)_T$, $\chi_T \equiv (\partial \ln P / \partial \ln T)_X$, $\chi_X \equiv (\partial \ln P / \partial \ln X)_\rho$.

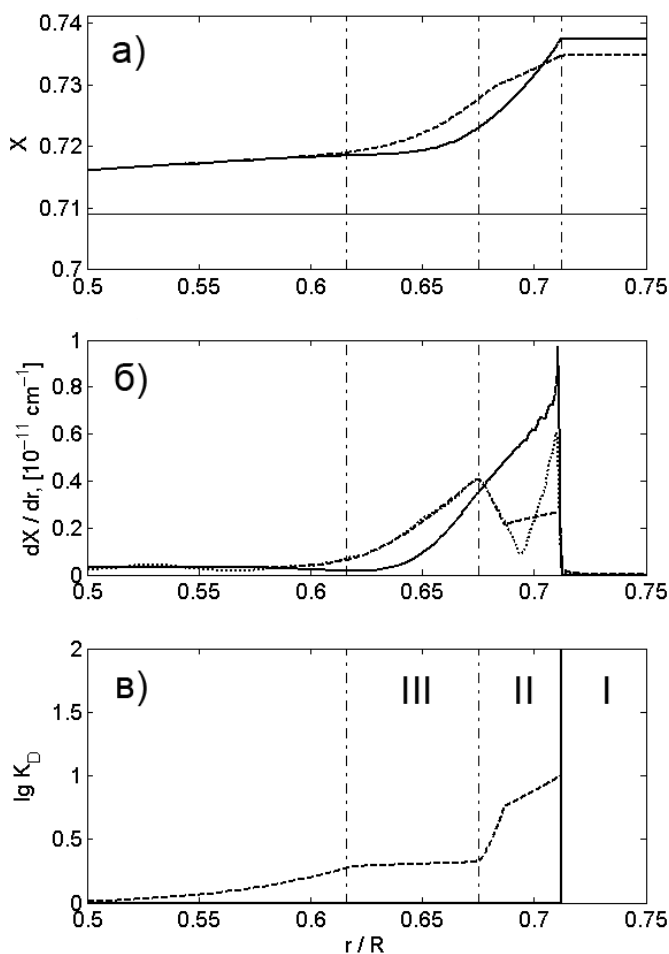


Рис. 2. Эволюция содержания водорода и его градиента под конвективной зоной. Толстые сплошные линии — Модель S, $t = 4.6$ млрд. лет, штриховые линии — модель с дополнительным перемешиванием, пунктирная линия на рис. 2б обозначает «гелиосейсмологический» градиент X , тонкая сплошная на рис. 2а — начальное содержание водорода. I, II, III — конвективная зона, область тахоклина и область слабого дополнительного перемешивания соответственно.

Полагая, что невязка скорости звука (рис. 1) вызвана вариацией химического состава в этой области, мы из (2) получаем «гелиосейсмологический» профиль dX/dr под конвективной зоной для современного Солнца (рис. 2б).

Варьируя в эволюционном расчете коэффициент перемешивания K_D из (1), оказалось возможным получить при $t = 4.6$ млрд. лет такой профиль dX/dr , который соответствует «гелиосейсмологическому» во всем исследуемом диапазоне r за исключением узкой области, непосредственно примыкающей к границе конвективной зоны (рис. 2б). Здесь, как мы полагаем, невязка скорости звука может быть объяснена совокупным действием градиента содержания водорода и градиента температуры.

Полученная нами вариация K_D (рис. 2в) соответствует наличию под конвективной зоной двух областей перемешивания. Первая, толщиной в 0.037 радиуса Солнца, простирается от границы конвективной зоны до нижней границы солнечного тахоклина [4], перемешивание в ней примерно в шесть раз интенсивнее концентрационной диффузии. Вторая, размером в 0.059 радиуса Солнца, находится под первой, перемешивание в ней по своей интенсивности примерно равно концентрационной диффузии.

3. Выводы

1. Возможно построить такую эволюционную последовательность содержания водорода по массе $X(t, r)$, которая при $t = 4.6$ млрд. лет удовлетворяет гелиосейсмологическим данным.

2. Под областью солнечного тахоклина есть область слабого и равномерного перемешивания (шириной около $0.06 R_{\text{Sun}}$), хорошо описываемая эволюционным профилем X .

3. Точка максимума градиента X находится на границе солнечного тахоклина, она ограничивает зону мягкого овершутинга шириной около $0.04 R_{\text{Sun}}$, расположенную под конвективной зоной.

Литература

1. *S. Basu, H.M. Antia, Astrophys. J.*, **606**, L85 (2004).
2. *J. Christensen-Dalsgaard et al.*, *Science*, **272**, 1286 (1996).
3. *G. Michaud, C.R. Proffitt, ASP Conf. Ser.* **40**, 137 (1993).
4. *J. Christensen-Dalsgaard, M.J. Thompson* in: “The solar tachocline”, p.53 (2007).

МАГНИТНЫЕ ОБЛАКА И МАГНИТНЫЕ ДЫРЫ КАК ТИПИЧНЫЕ МГД СТРУКТУРЫ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Гриб С.А.¹, Леора С.Н.²

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

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

MAGNETIC CLOUDS AND MAGNETIC HOLES AS TYPICAL MHD STRUCTURES IN THE SOLAR WIND

Grib S.A.¹, Leora S.N.²

¹Central Astronomical (Pulkovo) observatory of Russian academy of sciences,
Saint-Petersburg, Russia

²Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

The influence of stationary magnetic holes on the bow shock wave due to the increase of the proton density at first is considered. Then looking to the effect of the solar wind magnetic cloud on the terrestrial magnetosphere using the framework of ideal MHD the interaction of a rotational discontinuity with the Earth's bow shock is studied. As a result of that interaction a plateau in the density of protons and a depressed magnetic pressure is formed in the magnetosheath. A new mechanism for the occurrence of two differently directed slow shock waves and unstable contact discontinuity is proposed. The collisions between MHD discontinuities are considered as a particular cases of the Riemann-Kotchine problem concerning the splitting of an arbitrary discontinuity.

I. Магнитное облако (МО) и стационарная структура с постоянным давлением (PBS) типа магнитной дыры (МД) рассматриваются как физически устойчивые плазменные модели в потоке солнечного ветра. Эти структурные области возмущений солнечного ветра, характеризующиеся сильным, как в случае МО, или слабым, как в случае МД, регулярным магнитным полем по сравнению со средней интенсивностью поля в окружающем потоке солнечного ветра, обнаружены прямыми измерениями магнитного поля на космических аппаратах (КА), и вот уже более 30 лет активно изучаются. Первоначально их возникновение связывалось с наблюдением солнечных плазмоедов. Основная характеристика МД – падение величины магнитного поля внутри МД не менее чем на 50%, и они являются структурами постоянного полного давления.

Основные особенности МО, извергаемых из Солнца и распространяющихся через плазму солнечного ветра, – наличие сильного магнитного поля, плавное вращение направления магнитного поля при переходе через границу и малое значение величины температуры протонов.

Эти структуры достаточно хорошо описываются в рамках магнитной гидродинамики (МГД) [1].

Границы МД чаще всего наблюдаются как тангенциальные разрывы (ТР). К разрывному представлению о границе МО можно также применять МГД модель стационарного тангенциального разрыва. Наряду с этим рассматривают в качестве границы МО и вращательные разрывы (ВР). Такая неоднозначность в определении границ вызвана тем, что данные измерений на КА не всегда позволяют отличить ВР от ТР.

Таким образом, границами МД и МО можно считать так называемые «разрывы направления» (DD) – тангенциальные или вращательные (альфвеновские) разрывы, на которых направление магнитного поля претерпевает разрыв.

Известно, что эволюционируя, по мере переноса их в солнечном ветре, МД и МО сохраняют свою форму на расстояниях до 1 а.е. и могут взаимодействовать с системой головная ударная волна (ГУВ) – магнитосфера Земли, вызывая различные возмущения.

Как известно, геоэффективность структур, порождаемых солнечным ветром, связана с долговременным наличием отрицательной V_z компоненты магнитного поля и величиной скачка динамического давления. Наличие вращательного разрыва обеспечивает появление V_z компоненты, а тангенциальный разрыв с увеличением плотности дает скачок динамического давления.

II. Магнитные дыры, переносимые солнечным ветром, наблюдались многими КА. Проведенные исследования космических данных, полученных КА WIND, а затем системой Cluster, подтверждают, что тангенциальный разрыв, взаимодействуя с головной ударной волной, модифицируется и проникает в магнитосферу [1].

Рассмотрим взаимодействие МД с головной ударной волной, задавая различный набор параметров тангенциального разрыва (отношение значения параметров в области магнитной дыры к значениям параметров в потоке солнечного ветра) на границах МД: (а) $\rho_3/\rho_1 = 2$, $V_{t3}/V_{t1} = 1$, $B_{t3}/B_{t1} = 1$; (б) $\rho_3/\rho_1 = 2$, $V_{t3}/V_{t1} = 1$, $B_{t3}/B_{t1} = 1/4$; (в) $\rho_3/\rho_1 = 4$, $V_{t3}/V_{t1} = 1$, $B_{t3}/B_{t1} = 1/4$. Здесь индекс 3 относится к области внутри МД, а индекс 1 к невозмущенному потоку солнечного ветра, для которого число Маха-Альфвена $M_{An1} = 5$ и параметр $\beta_1 = 1$ (отношение газодинамического и магнитного давлений в солнечном ветре).

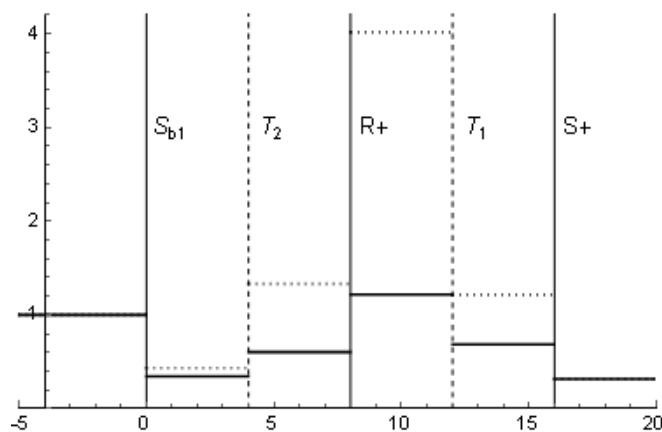
При распаде произвольного разрыва прохождение передней границы МД сопровождается резким увеличением динамического давления и плотности плазмы. При взаимодействии же задней границы магнитной дыры с отраженной ударной волной образуются новая обратная ударная волна меньшей скорости, сдуваемая потоком солнечного ветра, и быстрая волна разрежения.

В таблице 1 приведены рассчитанные параметры во всех областях, образованных после распада разрыва.

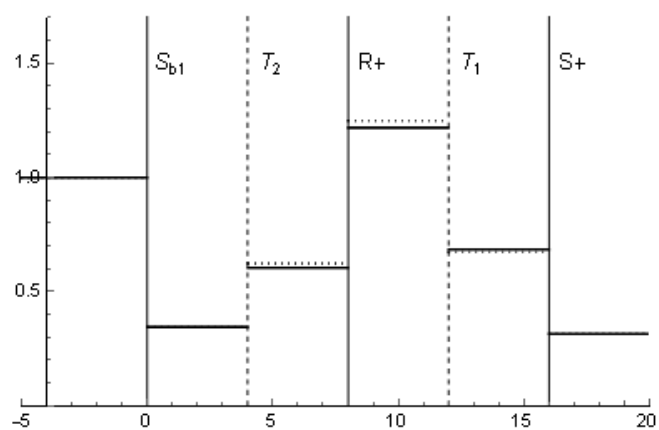
Таблица 1.

Параметры		1	5 ₁	4 ₁	5	4	2	
$\rho_3/\rho_1 = 2$ $B_{t3}/B_{t1} = 1/4$	ρ/ρ_1	1	3.1414	5.6759	6.9198	3.7366	3.1662	Плотность
	$\rho Vn^2/(\rho Vn^2)_1$	1	0.3452	0.62375	1.2489	0.6743	0.3158	Динамическое давление
	$Pt/(\rho Vn^2)_1$	0.04	0.6955	0.69557	0.9706	0.9706	0.7241	Полное давление
$\rho_3/\rho_1 = 2$ $B_{t3}/B_{t1} = 1$	ρ/ρ_1	1	3.1407	5.4906	6.6704	3.7501	3.1662	Плотность
	$\rho Vn^2/(\rho Vn^2)_1$	1	0.3461	0.6050	1.2179	0.6847	0.3158	Динамическое давление
	$Pt/(\rho Vn^2)_1$	0.04	0.6947	0.6947	0.9768	0.9768	0.7241	Полное давление

Исследуя влияние параметров МД на величину изменения динамического давления, обнаруживаем, что параметр B_{t3}/B_{t1} оказывает меньшее влияние на величину динамического давления (рис. 1.2), чем скачок плотности ρ_3/ρ_1 на передней границе МД (рис. 1.1).



(1)



(2)

Рис. 1.

На рис. 1 приведено сравнительное значение нормированного динамического давления $\rho Vn_2/(\rho Vn_2)_1$. Вертикальными линиями отмечены раз-

рывы, возникающие после взаимодействия МД с ГУВ. Величина динамического давления отмечена здесь сплошной линией для параметров плазмы.

Прохождение передней границы МД сопровождается резким увеличением динамического давления и плотности плазмы с увеличением давления на магнитосферу.

III. Одним из результатов такого взаимодействия является возникновение в магнитослое плато с повышенной плотностью протонов и низким значением магнитного давления, которое можно описать схемой $\rho \uparrow - |\mathbf{B}| \downarrow$, здесь ρ – плотность протонов, \mathbf{B} – магнитное поле. Образование такого плато сопровождается также повышением динамического давления, которое воздействует на магнитопаузу.

На существование плато первоначально указывали результаты некоторых модельных расчетов [2]. Позже наличие его в магнитослое подтвердилось и наблюдениями космических аппаратов [3]. Относительно возникновения такого плато и МД выдвигались разные версии – механизм пересоединения магнитного поля и зеркальная неустойчивость [4].

Предлагается новый механизм возникновения двух медленных разнонаправленных ударных волн и неустойчивого контактного разрыва от взаимодействия вращательного (альфвеновского) разрыва с ГУВ, что приводит к возникновению плато по плотности протонов в магнитослое за счет распада произвольного разрыва при столкновении солнечного вращательного разрыва с ГУВ.

В рамках приближения идеальной МГД рассмотрим плоскополяризованное взаимодействие вращательного разрыва A с ГУВ S_b в некоторой окрестности подсолнечной точки (рис. 2).

Межпланетное магнитное поле \mathbf{V}_{sw} , наклонено под углом ψ_B к направлению скорости солнечного ветра \mathbf{V}_{sw} и лежит в плоскости эклиптики. Угол между касательной к S_b и направлением \mathbf{V}_{sw} обозначен α . Начало координат соответствует подсолнечной точке, в которой $\alpha=90^\circ$. Так как задача плоскополяризована, взаимодействие происходит в плоскости эклиптики.

Падение вращательного разрыва на головную ударную волну можно рассматривать как частный случай решения проблемы Римана-Кочина о распаде произвольного разрыва. По мере продвижения ВР по направлению к Земле точка взаимодействия D смещается, возникают различные комбинации волн в результате распада произвольного разрыва.

Известно, что в широкой окрестности подсолнечной точки, при $\alpha = 60^\circ - 90^\circ$, волновая картина течения может быть представлена следующими наборами волн: $S'_b S_b^- C S_f^- A_f R_f^+$ на верхнем фланге и $S'_b S_b^- C S_f^- A_f S_f^+$ на нижнем фланге. Индекс f относится к волнам, идущим в Земле, а b – от Земли.

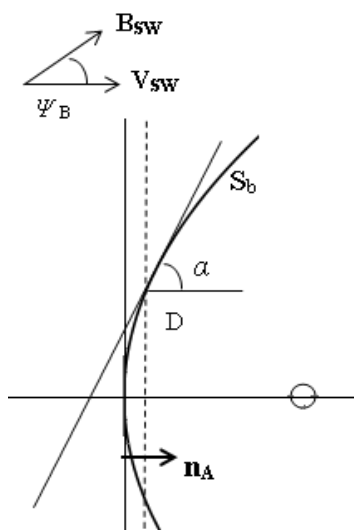


Рис. 2.

На самой подсолнечной точке интенсивность быстрой волны разрежения R_f^+ и быстрой ударной волны S_f^+ равны нулю. В некоторой ее окрестности интенсивность этих волн мала, а интенсивности медленных ударных волн S_b^- и S_f^- близки.

Таким образом, в результате взаимодействия ВР и ГУВ может образоваться альфвеновский разрыв A_f , преломленный в магнитослой, две медленные ударные волны S_b^- , S_f^- , контактный разрыв C между ними, который со временем исчезает в результате диффузии.

Рассмотрим задачу распада произвольного разрыва $AS_b \rightarrow S_b' S_b^- C S_f^- A_f'$, когда интенсивности некоторых разрывов равны $|S_b^-| = |S_b'|$, $|S_b^-| = |S_f^-|$. Схема дана на рис. 3.

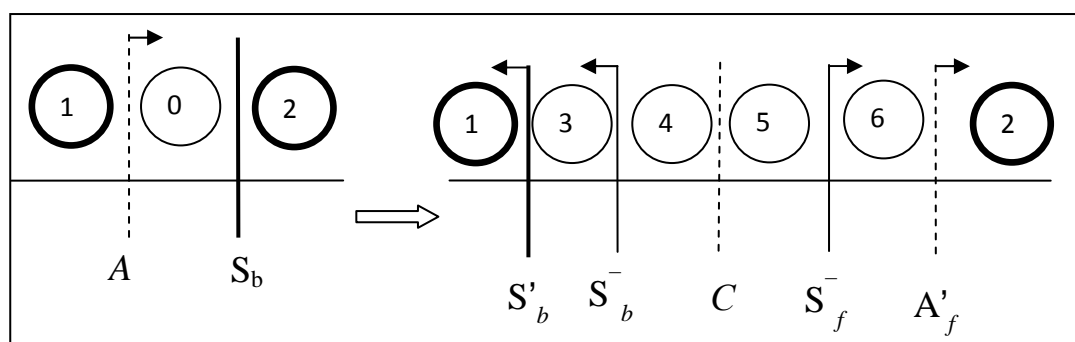


Рис. 3.

Параметры невозмущенного потока солнечного ветра в области **0** соответствуют средним значениям параметров течения солнечного ветра на земной орбите: $M_{sw}=8$, $\psi_B=45^\circ$, $\beta=1$ (отношение газодинамического и магнитного давлений в солнечном ветре). Скорость ВР определяется по формуле $V_A = a_0 N_0 \cos(\psi_B)$, где a_0 – газодинамическая скорость звука, N_0 – число Альфвена, $N_0 = \sqrt{2/(\gamma\beta)} = 1.1$.

Параметры возмущенного солнечного ветра за альфвеновским разрывом и ГУВ находятся из соотношений на сильных МГД разрывах [5].

На контактном разрыве должны быть выполнены 4 независимых граничных условия – непротекания плазмы и непрерывности скорости, давления и магнитного поля. Так как альфвеновский разрыв плоскополяризован, тангенциальная составляющая магнитного поля поворачивается на угол 180° вокруг нормали n_A . В области **2** получены новые значения параметров $\psi_{B2}=66^\circ$, $N_2=2.63$. В магнитослой проникает преломлен-

ный альфвеновский разрыв A'_f , существенно усилившийся при взаимодействии с S_b . Контактный разрыв неустойчив и со временем он исчезает в результате диффузии.

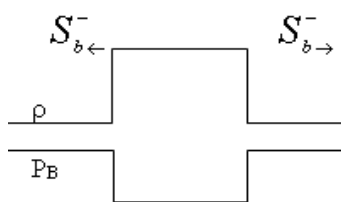


Рис. 4.

Образованные в результате распада медленные ударные волны, прямая и обратная, двигаются в разные стороны, но сносятся в направлении Земли. В медленных ударных волнах плотность растет, а величина магнитного поля и вместе с ним значение магнитного давления P_B убывает (рис. 4).

Таким образом, в магнитослое может образоваться «плато», в котором плотность возрастает, а магнитное давление падает примерно в два раза.

Полученные результаты качественно совпадают с некоторыми результатами численного моделирования [2] и данными наблюдений на КА [3].

Основные результаты

1. МД в солнечном ветре ведёт себя во многом подобно плазмоиду, в тоже время МО при взаимодействии с волной ведут себя подобно магнитосфере Земли.

2. Предлагается новый механизм возникновения в магнитослое плато повышенной плотности протонов.

3. Рассмотрено влияние вращательного разрыва на стационарную магнитосферную головную ударную волну с образованием в магнитослое провала магнитного поля за счёт действия вторичных медленных ударных волн.

Данные результаты позволяют объяснить также механизм возникновения МД в короне Солнца за счет распада произвольного разрыва при столкновении солнечного вращательного разрыва с МГД неоднородностью плазмы. Результаты наблюдений КА WIND подтверждают также возникновение МД перед магнитным облаком [6], которое может быть описано с помощью предложенного механизма.

Работа осуществлялась в рамках Программы П-22 Президиума РАН и при частичной поддержке грантом РФФИ № 11-01-00235 а).

Литература

1. Гриб С.А. Солнечная и солнечно-земная физика – 2012. СПб, Пулковское. 24–28 сент., с. 437–442. 2012.
2. Yan M., Lee L.C. Journ. Geophys. Res., v. 101 (A3), p. 4835 (1996).
3. Hubert D., Harvey C.C., Journ. Geophys. Res., v. 27 (19), p. 3149 (2000).
4. Tsubouchi K., Matsumoto H., Journ. Geophys. Res., doi:10.1029/2004JA010818.
5. Бармин А.А., Пушкарёв Е.А. Изв. РАН МЖГ, №6, с.120–136, (1997).
6. Farrugia C.J., et al. Adv. Space Res. V. 28 (5), p. 759 (2001).

К КИНЕТИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ РАСШИРЯЮЩИХСЯ ГОРЯЧИХ ПЛАЗМЕННЫХ КОРОН

Губченко В.М.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

TO KINETIC DESCRIPTION OF THE EXPANDING HOT PLASMA CORONAS

Gubchenko V.M.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

Hot plasma coronas are objects of the Sun-Earth Physics (SEP) and now of the High Energy Density (HED) physics. Both are in hot collisionless expansion kinetic regime: bulk velocity is less than electron thermal velocity. Coronas are selfconsistently structured due to inductive electromagnetic (e.m.) magnetic reconnection process (MR) forming ensemble of the 3D magnetosphere like streamers (MS). The MS currents are mixture in ratio G_v of the resistive and diamagnetic currents provided by “resonant and nonresonant” particles of the plasma flow VDF. The linear solution of the Vlasov kinetic equation via tensor of dielectric permittivity together with Maxwell equations provides the e.m. kinetic spatial scales and dimensionless parameters operating MR inside of the resonance line of the flowing anisotropic plasma.

1. Наблюдения солнечной короны основаны на приеме слабого э.м. излучения «подсвета», для которого $n^2 = (ck/\omega)^2 \approx 1$. Нагрев и расширение горячей короны (v_α – тепловая скорость, $\alpha = e, i$) происходит в электромагнитном режиме $\omega/|k|v_\alpha \ll 1$, где $n^2 < 0$. Этот процесс самосогласован со структурой короны, рассматриваемой как упорядоченный ансамбль магнитосфероподобных стримеров (МС). Здесь $t \approx \omega^{-1}$ характерное время, а $r' \approx k^{-1}$ характерный масштаб процессов, так что характерная скорость расширения (потока) v' определяет кинетический режим $v' = r/t = \omega/k \ll v_e$ с разделением частиц потока на «резонансные» и «нерезонансные» (Рис. 1).

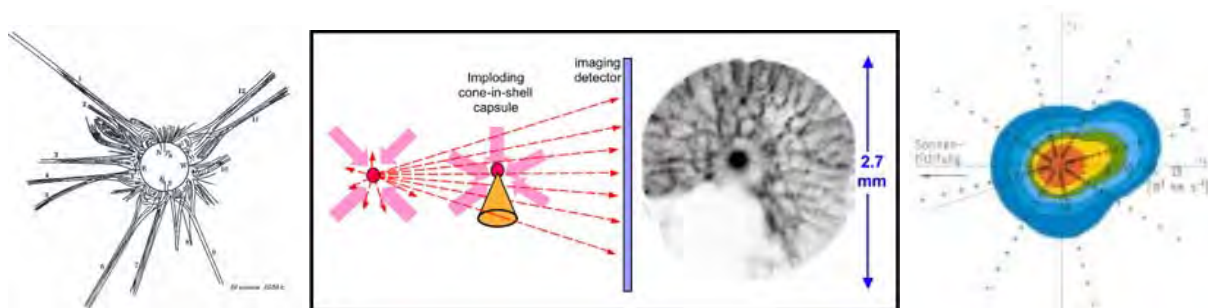


Рис. 1. Солнечная корона в максимуме, структурированная стримерами. В центре магнитные структуры в разлетающейся лазерной плазме и метод их диагностики на установке MIT. Справа двухкомпонентная анизотропная ФРЧ $f(\vec{v} - \vec{v}')$ в солнечном ветре.

2. В физике высоких плотностей энергии (ФВПЭ) короны, образуются при имплозии мишеней в мощных «подсветах» в лазерных установках МПТ, NIF, LULI. Наблюдаемые солнечные и лазерные «короны» показывают подобие МС и, по-видимому, короны имеют общую э.м. природу, что требует решения задач «радиационной кинетики» в режиме $\omega/|k|v_\alpha \ll 1$ с учетом влияния форм функции распределения частиц (ФРЧ) плазмы $f(\vec{v} - \vec{v}')$ и токов смещения на процессы.

3. Формирование «волнового пакета» определяющего МС связано с «темными» $n^2 < 0$ э.м. диссипативными процессами магнитного пересоединения (МП), происходящими на аperiodических затухающих «волнах» $\exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{x})$ в горячей бесстолкновительной непрозрачной плазме. Условие резонанса, где $n^2(\omega_0) = -\infty$ задает «частоту МП» ω_0 , получаемую в МГД приближении $(\omega - \omega_0)/|k|v_\alpha \gg 1$. Это диагностический признак для поиска аperiodических «кинетических волн» $\exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{x})$ в резонансной полосе $(\omega - \omega_0)/|k|v_\alpha \ll 1$. Задача поиска решается на основе изучения тензора $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$, представляющего собой решение уравнения Власова с учетом эффектов пространственной дисперсии.

4. Простейший случай, когда тензор $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$ диагонального вида с неравными э.м. компонентами ε_i , возникает при направлении волнового вектора вдоль ($k = k_\parallel$) или против ($k = k_\perp$) оси анизотропии незамагниченной плазмы. Ось анизотропии определяется по интегральной форме ФРЧ параметром $\kappa_{D\alpha}$ – анизотропия по энергии, в частности $\kappa_{D\alpha} = T_\parallel/T_\perp - 1$. Параметр $\kappa_{G\alpha}$ – анизотропия по импульсу, определяется по значению ФРЧ в «резонансе». Реальная часть $\text{Re } \varepsilon_{i1}$ описывает бездиссипативный процесс поляризации плазмы в э.м. поле, диамагнитный ток j_d и соответствующий ему скиновый масштаб $r_{DM}^{-2} = \sum_\alpha (\omega_{p\alpha}/c)^2 \kappa_{D\alpha}$. Мнимая часть $\text{Im } \varepsilon_i$ характеризует диссипацию, связанную с током j_r от ускоренных частиц, и определяет аномальный скиновый масштаб $r_G^{-2} = \sum_\alpha (\omega_{p\alpha}/c)^2 \kappa_{G\alpha}$. Введем добротность «волны» $G_{\omega, \vec{k}} = j_{r, \omega, \vec{k}} / j_{d, \omega, \vec{k}} \approx \text{Im } \varepsilon_{i1} / \text{Re } \varepsilon_{i2}$, при $\omega = kv'$ получим $G_V = G_{\vec{k}\vec{v}, \vec{k}}$. Параметр $G_{\omega, k}$ принимает широкий диапазон значений при изменении формы ФРЧ $f(\vec{v} - \vec{v}')$, $G_V = r_G^2 / r_{DM}^2$ не зависит от ω, \vec{k} и определяют топологию МС.

5. Из уравнений Максвелла определяется коэффициент $D_{T1} = 1 - \omega^2 \varepsilon_{i1}(\omega, k) / c^2 k^2$, слагаемые в котором характеризуют компоненты тока $\vec{j}_{\omega, \vec{k}}$, возбуждаемого в анизотропной плазме при появлении э.м. поля $\exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{x})$. При $D_T = 0$ получим дисперсионное уравнение (ДУ) для э.м. моды $\omega(k)$. При $\omega/|k|v_\alpha \gg 1$ находим МГД резонанс $n^2(0) = -\infty$ (Рис. 2).

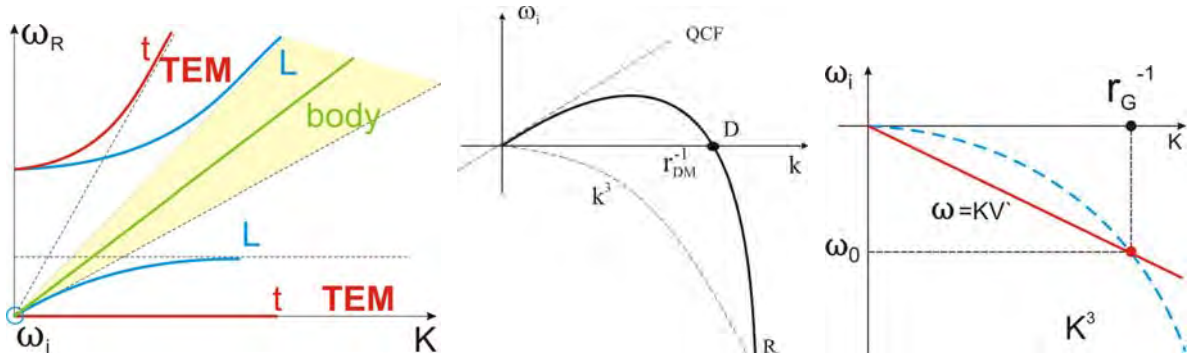


Рис. 2. Дисперсионные кривые $\omega_r(k)$ для поперечных t и продольных полей l в плазме, наклонная прямая волна $\omega = kv'$ возбуждения от магнитного источника (тела) $\vec{\mu}$. Инкремент $\omega_i(k)$ индукционного поля $\omega_r = 0$ в анизотропной среде, характеризуемой диамагнитным масштабом r_{DM} и характерные области R, D, QCF. Декремент $\omega_i(k)$ индукционного поля в области R и аномальный скиновый масштаб r_G , наклонная прямая. Горизонтальная линия гармонический источник на частоте $\approx \omega_0$.

6. При рассмотрении свойств плазмы с бимаксвелловской ФРЧ внутри резонансной линии ($\omega/|k|v_\alpha \ll 1$) при заданных волновых числах k и комплексной частоте $\omega = \omega_r + i\omega_i$ получим ДУ «радиационной кинетики»

$$D_{T1}(\omega, k) = 1 - \frac{1}{k^2 \lambda^2} + \frac{1}{k^4 \lambda^2 r_{DE}^2} - \frac{1}{k^2 r_{DM}^2} - \frac{i\pi^{1/2}}{2^{1/2}} \sum_\alpha \frac{(\kappa_{D\alpha} + 1) \omega_{p\alpha}^2 \omega}{c^2 v_\alpha |k|^3} + \dots = 0.$$

Первое слагаемое – оператор Δ волнового уравнения. Второе слагаемое – ток смещения, где $\lambda = c/\omega$ характерный масштаб э.м. «волны» при $k\lambda = 1$, когда $\omega \rightarrow \infty$ $n^2 = 1$. Третье слагаемое – динамическая часть диамагнитного тока j_d , возникающего при $\omega \neq 0$, где $r_{DE}^{-2} = \sum_\alpha \omega_p^2 / v_\alpha^2$ – радиус Дебая. Четвертое слагаемое – магнитоэлектрическая часть диамагнитного тока j_d , обусловленного анизотропией $\kappa_{D\alpha}$ ФРЧ плазмы; возможно статическое намагниченное состояние плазмы $k^2 r_{DM}^2 = 1$. Пятое слагаемое – резистивный ток j_r ускоренных «резонансных» частиц. Отношение пятого слагаемого к сумме второго третьего и четвертого выражает параметр $G_{\omega,k}$ с учетом тока смещения.

7. Решения $\omega_i(k)$ квадратного дисперсионного уравнения $D_{T1}(\omega, k) = 0$ описывают резистивную $\omega_{ir}(k)$ и диамагнитную моды $\omega_{id}(k)$. Диамагнитной моде, при подавлении резистивного члена ($G_{\omega,k} \gg 1$) и наличии анизотропии, соответствует замедленная э.м. волна.

В медленных процессах $\lambda \gg r_{DM} \gg r_{DE}$ и при $k\lambda \gg 1$ ток смещения не учитывается, в пренебрежении также третьим слагаемым динамика анизотропной плазмы определяется только резистивной модой ($G_{\omega,k} \ll 1$), которая описывает э.м. неустойчивость Вейбеля.

8. Выделена область R , где $kr_{DM} \gg 1$, в которой плазма представляет собой устойчивую среду с резистивными $G_{\omega, \bar{k}} \ll 1$ или диамагнитными свойствами $G_{\omega, \bar{k}} \gg 1$. Здесь меняются асимптотики дисперсионной кривой с $\omega_{iR} \propto k^3$ на $\omega_{iD} \propto k^2$. Область D , где $kr_{DM} \approx 1$ соответствует состоянию «антиферромагнитной намагниченности» с токовыми системами масштаба r_{DM} , где $j_d \gg j_r$ так что $1/|G_{\omega, k}| \ll 1$ с изменением знака $G_{\omega, \bar{k}}$ на границе $kr_{DM} = 1$ (Рис. 2). Область квазибестоковой динамики (QCF), где $kr_{DM} \ll 1$ и $G_{\omega, k} = -1$. Здесь реализуется обобщенный закон Ленца в кинетическом режиме, когда прямой – диамагнитный ток j_d компенсируется обратным – резистивным током j_r . В этой ситуации дисперсия исчезает: кривая $\omega_i(k)$ имеет линейную асимптотику с наклоном, соответствующим «фазовой» скорости $v_G = \omega_i / k \approx (2/\pi)^{1/2} \kappa_{DMe} v_e / (\kappa_{DMe} + 1)$, описывающей скорость обострения (растущего $\kappa_D > 0$) или выполаживания (релаксирующего $\kappa_D < 0$) поля. QCF состояние подобно состоянию сверхпроводника второго рода, где сосуществуют сверхпроводящая и нормальная фазы. При быстрых процессах с $\lambda \approx r_{DM}$ существенно влияние тока смещения на режим QCF.

9. При рассмотрении задач возбуждения установившегося э.м. поля потоком, когда $\omega = \bar{k}\bar{v} = kv'$ и в режимах $v'/v_\alpha \ll 1$ выражение D_{T1} принимает частный вид

$$D_{T1}(kv', k) = 1 - \frac{v'^2}{c^2} + \frac{1}{k^2 r_{DM}^2} - i \frac{1}{k^2 r_G^2},$$

где $G_V = G_{kv', k} = r_G'^2 / r_{DM}^2$, $r_{DM}'^2 = \sum_\alpha (\omega_{p\alpha}^2 / c^2) \kappa'_{DM\alpha}$, $r_G'^2 = \sum_\alpha (\omega_{p\alpha}^2 / c^2) \kappa'_{G\alpha}$, $\kappa'_{D\alpha} = \kappa'_{D\alpha} - v'^2 / v_\alpha^2$, $\kappa'_{G\alpha} = (1 + \kappa_{D\alpha})(v'/v_\alpha)$. Очевидно, что влияние тока смещения существенно при $v' \approx c$.

10. На основе решения $\omega_i(k)$ в зависимости от величины добротности $G_{\omega, \bar{k}}$ рассмотрены три задачи: структура 3D стримера и его топологическая перестройка (область R); 2D структуры и 3D пояс корональных стримеров в гелиосферном $\sim 1D$ диске (область D); импульсная нелинейная 1D электродинамика слоя горячей токонесущей плазмы, самосогласованная с токами холодных ускоряемых частиц (область QCF)

<http://www.vniitf.ru/images/zst/2012/s3/3-13.pdf>.

Работа поддержана частично РФФИ (проекты No 13-02-97074 и No 14-02-00133), Программой No 22 Президиума РАН, Ведущей научной школой (проект НШ No 1041.2014.2) и Министерством образования и науки РФ (контракт No 14.Z50.31.0007).

МЕЖЛЕДНИКОВЫЕ ИНТЕРВАЛЫ ПОСЛЕДНЕГО МИЛЛИОНА ЛЕТ И ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТЬ ТЕКУЩЕГО МЕЖЛЕДНИКОВЬЯ

Дергачев В.А.

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

INTERGLACIAL INTERVALS OF LAST ONE MILLION YEARS AND DURATION OF THE CURRENT INTERGLACIAL

Dergachev V.A.

Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

Large-scale cyclicality of climatic events is the characteristic feature of climatic variability during the last one million years. It is established that long-term cyclic fluctuations of a global climate of the Earth during this time interval respond corresponding variations of parameters of the Earth's orbit. The climatic cycle with the period of about 100 thousand years is thus most distinctly expressed. Important result of researches of a climatic cycle is establishment and explanation of its two states – glacial and interglacial intervals (shorter intervals of warming with duration of about 10–12 thousand years).

Detailed micropaleontologic and isotope investigations of marine sediments of Northern Atlantic testify that the last interglacial (128–117 thousand years ago, sea isotope stage MIS-5), apparently, was the warmest, with temperatures approximately on 5 degrees above today. Proceeded from the assumption of similarity of orbital parameters during the current interglacial (MIS-1), it can be expected that interglacials in the vicinity ~ 400 (MIS-11) and ~ 800 (MIS-19) thousand years ago are analogues for evolution of the current interglacial MIS-1. At present the greatest attention as analogue is given to interglacial MIS-11. It should be noted that the MIS-11 duration is different according to various estimations, but essentially it is longer than the last interglacial.

1. Введение

Наиболее разработанной и широко используемой в качестве внешней причины для долговременных изменений глобального климата является теория, связанная с колебаниями количества и состава солнечной радиации. И это представляется естественным, поскольку климат на Земле может быть обусловлен энергией (инсоляцией), поступающей от Солнца. Поступающая к Земле энергия зависит от расстояния Земли от Солнца, которое изменяется во времени, и угла наклона солнечных лучей, попадающих на поверхность Земли, и активности самого Солнца (астрономическая теория ледниковых периодов [1]).

Установлено, что климат Земли последних сотен тысяч лет характеризовался двумя более или менее устойчивыми состояниями: теплыми (межледниковыми) длительностью около 10–12 тыс. лет и холодными (ледниковыми) с довольно чёткой периодичностью в примерно 100 тыс. лет.

Сегодня человечество живёт в межледниковье, которое уже продолжается более 10 тыс. лет. Встаёт вопрос о времени окончания современного межледниковья. Особенность данного межледниковья связана с тем, что орбитальный эксцентриситет изменяется не только с ~ 100-тысячелетним циклом, но включает и ~ 400-тысячелетний цикл, а современное межледниковье попадает на минимум этого 400-тысячелетнего орбитального цикла [2]. В этом смысле подобная ситуация с межледниковьем могла иметь место около 400 и 800 тыс. лет назад. Вторая особенность связана с возможным антропогенным воздействием парниковых газов на климат, в частности, углекислого газа. Заметим, что существуют острые разногласия в оценке вклада антропогенных факторов в изменение климата.

Для понимания механизмов изменений климата важно исследовать закономерности колебаний орбитальных параметров Земли во времени и пространстве, а также циклический характер колебаний климата, его долговременные тенденции, колебания общей энергии солнечного излучения, включающего солнечную активность, связь с общей циркуляцией атмосферы и др. и установить связь между этими процессами.

В данной работе критически проанализированы имеющиеся данные по изменению орбитальных элементов Земли, солнечной инсоляции, изменению климата на шкале последних миллионов лет и обсуждена проблема продолжительности современного межледникового периода (голоцен).

2. Тенденция изменения климата в последние 5 млн. лет

Ископаемые растения и другие геологические свидетельства предполагают, что температура на Земле в отдельные интервалы последних 65 млн. лет могла быть на 8–15 °С теплее, чем в настоящее время [3]. Из анализа данных [3] следует, что около 50 млн. лет назад начался заметный плавный спад температуры, продолжавшийся до примерно 35 млн. лет назад, и в течение 15 млн. лет температура понизилась на 7° С. Последующее подобное плавное понижение температуры началось около 15 млн. лет назад, и тенденция продолжается до сего времени, а довольно существенное понижение температуры началось около 5 млн. лет назад и составило ~ 5° С (Рис. 1). Для последних 2–2.5 млн. лет характерны многократное наступление и отступление ледников, и существенные колебания климата в полярных и умеренных широтах (Рис. 1).

При этом теплые межледниковые периоды занимали только десятую часть всего времени, остальное пришлось на оледенения. Нельзя не отметить, что примерно с 400 тыс. лет назад становится заметным проявление экстремальных межледниковых условий. В течение прошлых ~0.7–0.9 млн. лет ледниково-межледниковые циклические колебания оказывались на ~100-тысячелетних масштабах.

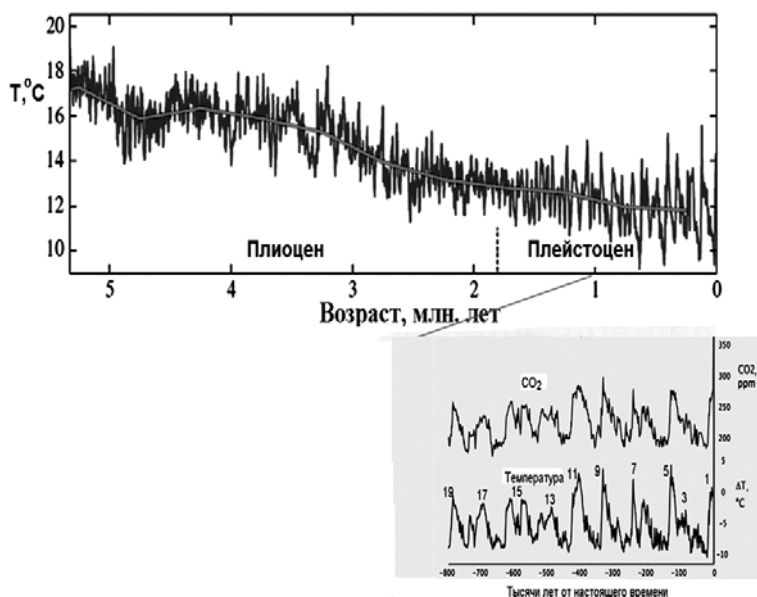


Рис. 1. Тенденция изменения глобальной температуры в последние 5 млн. лет, включающая эпохи плиоцена и плейстоцена, по данным глубоководных морских осадков [4]. На вставке внизу – Изменение концентрации CO_2 и температуры за последние 800 тыс. лет по данным кернов льда Антарктиды [5]. Цифрами выделены межледниковья (1 – современное межледниковье).

Голоцен – самое молодое межледниковье, начало которого относят к 11 550 лет назад [напр., 6]. Тёплый период (Рис. 2) продолжался с ~ 10 до 5 тыс. лет назад с последующим похолоданием на $\sim 0.7^\circ\text{C}$ около 200 лет назад, а наиболее холодные температуры оказались во время Малого ледникового периода (14–19 вв.).

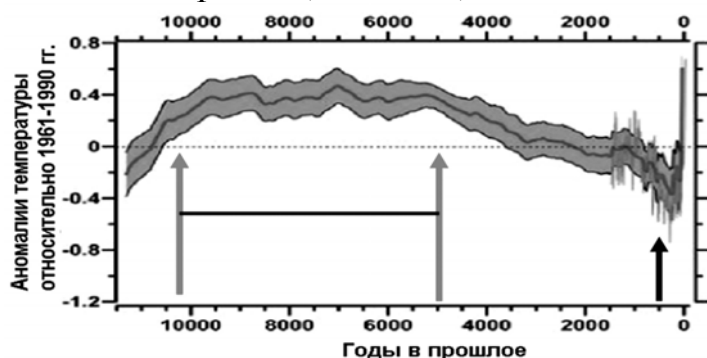


Рис. 2. Реконструкция региональной и глобальной температуры из 73 различных источников для последних 11300 лет [7].

3. Межледниковые интервалы последнего миллиона лет

Получение детальной информации о закономерностях изменения климата на большой шкале времени связано с изучением ледниковых щитов Гренландии и Антарктиды и океанических отложений. Понимание будущего изменения климата, исходя из астрономической теории палеоклимата, связано с изучением прошлой изменчивости климата в высоких северных широтах во время астрономических аналогов современного межледниковья Голоцен. По данным содержания стабильных изотопов в кернах льда EPICA в Антарктиде хорошо разрешаются климатические циклы последних ~800 тыс. лет: временное разрешение составляет от десятилетий у поверхности до примерно 1 тыс. лет на 800 тыс. лет назад [5]. Набор данных, сконструированный [4] из 57 глобально распределённых измерений кислорода-18 в донных фораминиферах имеет среднее разрешение около 1 тыс. лет. Благодаря орбитальным изменениям летней инсоляции в высоких северных широтах можно проследить последовательность ледниково-

межледниковых колебаний в изменении климата на протяжении последних миллионов лет.

Рассмотрим проявления межледниковых интервалов в течение последнего миллиона лет, связанные с эпохами максимальных изменений эксцентриситета и инсоляции [2] (рис. 3), в данных измерений концентрации $O-18$ в океанических отложениях [4]. Поскольку в данных мы ищем аналоги Голоцена и его будущего, и, как указано выше, в настоящее время солнечная инсоляция приходится на окрестность ~ 400 -тысячелетнего периода низкого эксцентриситета, на рис 3в представлены изменения формы и общего развития трёх межледниковых стадий MIS-1, MIS-11 и MIS-19 в окрестности 400-летнего периода (MIS – морская изотопная стадия маркирует соответствующее межледниковье). С учётом этого и концентрацией CO_2 на межледниковом уровне, и еще большей концентрацией углекислого газа за счёт антропогенного воздействия, современное межледниковье может быть исключительно длинным.

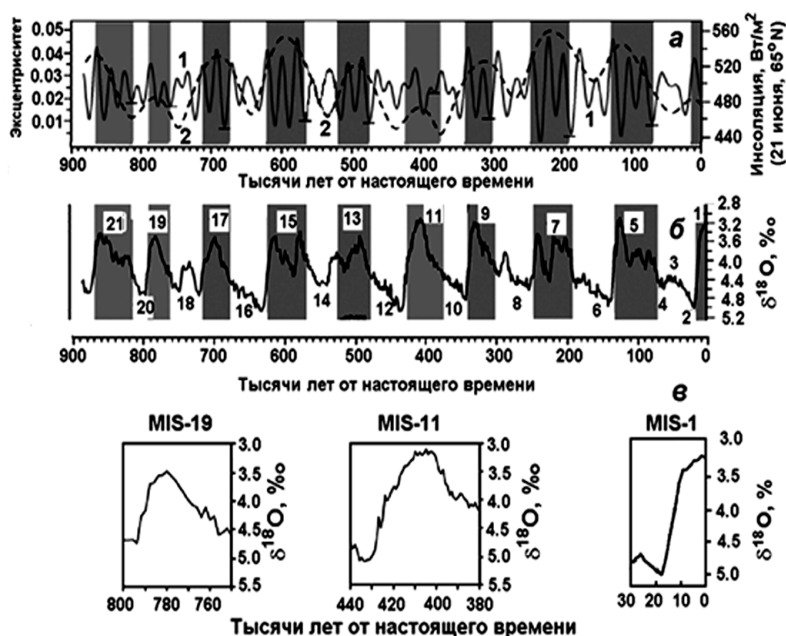


Рис. 3. *а* – Сопоставление долговременных изменений эксцентриситета (2) и июньской инсоляции (1) [2] с *б* – Межледниковыми интервалами (выделены области максимальных изменений) по данным измерения кислорода $O-18$ в океанических отложениях [4]. *в* – Изменения формы и общего направления развития межледниковых стадий MIS-19, MIS-11 [8] и MIS-1, оцененных из данных океанических отложений.

На рис. 3 сравнены результаты расчёта долговременных изменений эксцентриситета и инсоляции (3а) [2] с межледниковыми интервалами (3б), оцененными из данных по концентрации $O-18$ в океанических отложениях [4]. Как видно на рис. 3в, межледниковые интервалы в палеоклиматических данных имеют различия как по продолжительности, так и по форме.

4. Сравнение MIS-1, MIS-11 и MIS-19

Как было показано, ледниково-межледниковые чередования в изменении климата могут быть связаны с орбитальными изменениями в летней инсоляции в высоких северных широтах. Подобными в астрономическом плане современному межледниковью MIS-1 аналогами являются MIS-11 и

MIS-19. Эти три межледниковых интервала показывают довольно подобное широтное и сезонное распределение поступающего солнечного излучения (Рис. 4).

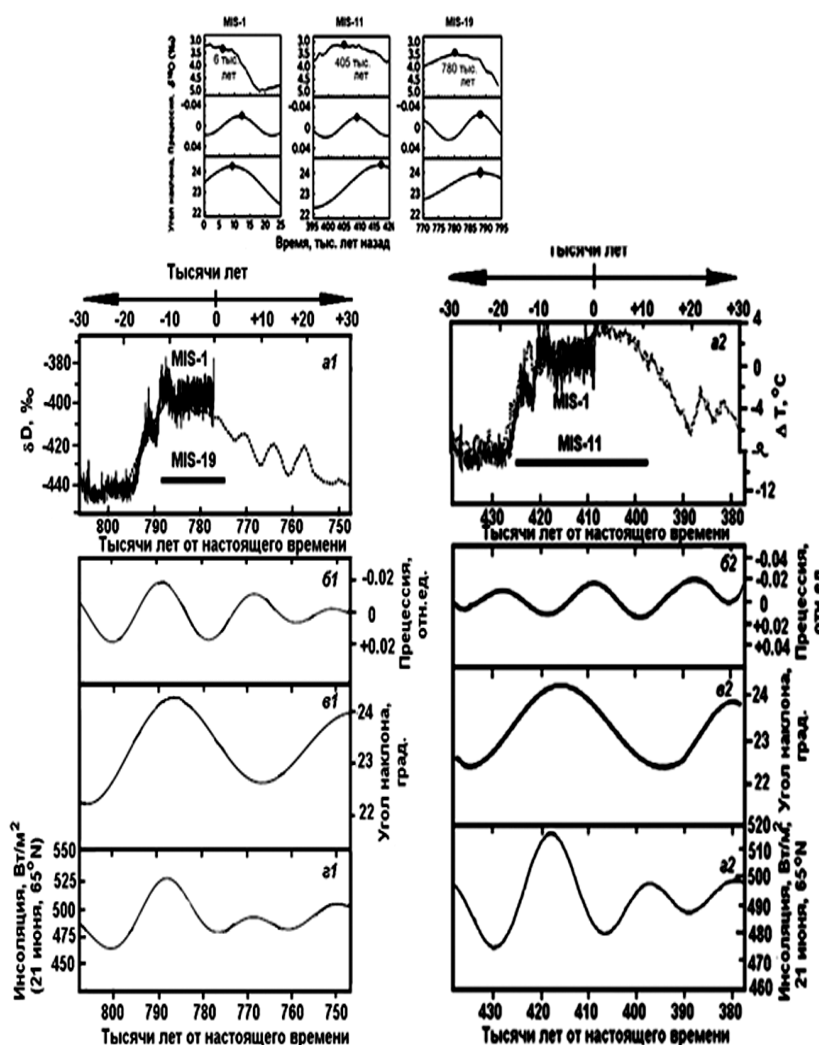


Рис. 4. Картина изменения межледниковых интервалов MIS-1, MIS-11 и MIS-19 в течение последних 800 тыс. лет. *Вверху* – Палеоклиматические данные [4] и подобное широтное и сезонное распределение поступающей солнечной радиации (Чёрные точки локализуют экстремумы сопоставляемых параметров [9]). *Внизу* – Сопоставление палеоклиматических данных [4, 5] и астрономических параметров для совмещенных межледниковых интервалов (по минимуму инсоляции): *a1* – MIS-1 и MIS-19 (точечная кривая); *a2* – MIS-1 и MIS-11 (точечная кривая); *b1*, *b2* – прецессионный параметр; *v1*, *v2* – наклон земной оси; *z1*, *z2* – летняя инсоляция в северном полушарии [2].

Следует отметить, что представленное совмещение MIS-19 с MIS-1 показывает, что оптимумы межледниковий имеют место во время максимумов эксцентриситета, и с точно сопоставимыми значениями прецессионного параметра [10].

MIS-1, MIS-11 и MIS-19 показывают общие черты в наклоне земной оси и главным образом в эксцентриситете. Однако фаза между прецессией и наклоном оси между ними отличается. Важно подчеркнуть при поиске аналога современного межледниковья и его будущего, что последний связан с минимумом эксцентриситета на ~ 400-тысячелетней временной шкале, который приближается, как это имеет место для MIS-11. MIS-19, также связанный с очень низким эксцентриситетом, является следующим астрономическим аналогом.

Что следует из сравнения? Межледниковье MIS-11 было почти вдвое длинней Голоцена MIS-1 на сегодняшний день, но это только единствен-

ное такое межледниковье на протяжении почти миллиона лет. MIS-19 и MIS-11 имеют различия как по длительности, так и по форме.

Российские геофизики Вакуленко и Сонечкин [11] сравнивали реконструкции тысячелетних колебаний содержания солей натрия морского происхождения в керне льда со станции «Купол С» в Антарктиде для MIS-1 и MIS-11 и пришли к выводу, что нынешнее межледниковье может закончиться всего через одно-два тысячелетия.

Заметное отличие MIS-11 (по максимуму инсоляции) от современного межледниковья MIS-1 привлекает внимание к MIS-19 – межледниковью с низким эксцентриситетом и связанным с единственным максимумом инсоляции. Хотя сравнение MIS-19 и MIS-1 показывает отсутствие точного орбитального аналога, но орбитальные характеристики MIS-19 близки к существующим в настоящее время. Berger and Yin [11], анализируя отклик климатической системы на инсоляцию и углекислый газ на пиках межледниковий последних 800 тыс. лет, установили, что потепления Южного океана происходят во время MIS-1 и MIS-19, а в MIS-11 доминирует похолодание. В целом, MIS-19 является лучшим аналогом MIS-1, чем межледниковье MIS-11.

5. Выводы

Анализ полученных данных по изменению климатических характеристик и изменению орбитальных параметров в MIS-11 и MIS-19 аналогах показывает, что современному межледниковью ближе соответствует MIS-19. В таком случае нынешнее межледниковье должно скоро закончиться.

Дальнейшая работа ясно необходима, чтобы сделать более подробные компиляции в течение определенных ледниковых и межледниковых интервалах и определить периоды, у которых есть подобные астрономические воздействия, но различные отклики климата, чтобы определить идентичность воздействия.

Литература

1. Мельников В.П. и Смутьский И.И. Астрономическая теория ледниковых периодов: Новые приближения. Решенные и нерешенные проблемы. – Новосибирск: Академическое изд-во «Гео». 2009. 192 с.
2. Laskar J. et al. *Astronomy & Astrophysics*. 2004. V. 428(1). P. 261–285.
3. Zachos J. M. et al. *Science* 2001. V. 292. P. 686–693.
4. Lisiecki L.E. and Raymo M.E. *Paleoceanography*, 2005. V. 20(1). P. A1003.
5. Jouzel J. et al. *Science*. 2007. V. 317. P. 793–796.
6. Walker M. et al. *Quatern. Sci.* 2009. V. 24, iss. 1. P. 3–17
7. Marcott S.A. et al. *Science*. 2013. V. 339. no. 6124. P. 1198–1120.
8. N. Lang and E.W. Wolff. *Clim. Past*. 2011. V. 7. P. 361–380.
9. Tzedakis P.C. et al. *Clim. Past Discuss.* 2012. V. 8. P. 1057–1088.
10. Pol K. et al. *Earth and Planetary Science Letters*. 2010. V. 298. P. 95–103.
11. Вакуленко Н.В и Сонечкин Д.М. Доклады Академии наук. 2013. Т. 452. с. 92–95.
12. Berger A. and Yin Q. *Geophysical Research Abstracts*. 2014. V. 16, EGU2014-3326.

ОРБИТАЛЬНАЯ ЦИКЛИЧНОСТЬ В ИЗМЕНЕНИИ КЛИМАТА ПОСЛЕДНИХ ТРЕХ МИЛЛИОНОВ ЛЕТ

Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия
E-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

THE ORBITAL CYCLES OF CLIMATE VARIABILITY DURING THE LAST THREE MILLION YEARS

Dergachev V.A., Dmitriev P.B.

*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021, Russia, St. Petersburg
E-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

Time series of the $\delta^{18}\text{O}$ of foraminiferal calcite tests which provide an important record of climate change was investigated to reveal the hidden periodicities of climate variability during the last three million years. There are five periodicities about 19, 22.4, 23.7, 41 and 98 kyrs which are like Milankovich's cycles in the time series structure.

Введение

Восстановленный с высоким разрешением по времени (100 лет) ряд данных содержания относительной концентрации изотопа кислорода $\delta^{18}\text{O}$ (‰) в карбонатах океанических отложений из 57 кернов со дна океана, пробуренных в местах, разбросанных по всему земному шару [1], является высокоточным индикатором изменения глобальной температуры океана за прошлые три миллиона лет, а, следовательно, и климата всей планеты. Первичный Фурье-анализ этих климатических данных на временном интервале до двух млн. лет показывает наличие циклических изменений, по-видимому, являющихся результатом сложных орбитальных и геологических воздействий на климат Земли [2]. Среди них присутствуют, так называемые, циклы Миланковича, по теории которого в палеоклиматических данных должны проявляться: прецессия оси вращения Земли (основной период 26 тыс. лет); нутация – колебание угла наклона земной оси (основной период 41 тыс. лет) и изменение эксцентриситета земной орбиты (основной период 93 тыс. лет, по разным оценкам от 90 до 100 тыс. лет). Так как соотношения между орбитальными циклами, которые известны точно, и изменением климата в прошлом можно использовать, чтобы предсказывать изменение климата в будущем, то смыслом настоящей работы стало изучение временной структуры выше упомянутого ряда данных (рис. 1) с целью: установить какие квазипериодические осцилляции характерны для его временной структуры, проверить существуют ли среди них квазипери-

оды соответствующие циклам Миланковича и, если таковые существуют, то исследовать характер их изменения на протяжении трех млн. лет.

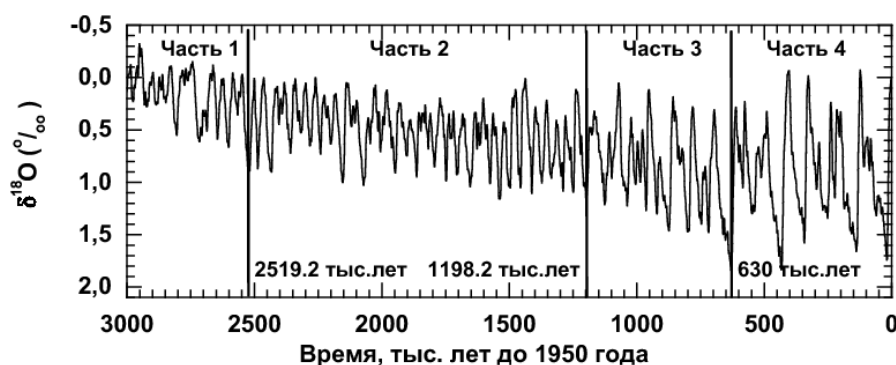


Рис. 1.

Для этой цели, исходя из особенностей временной структуры, исходный ряд данных был разбит на четыре временных интервала, отличающихся трендовыми и масштабно временными свойствами (рис. 1), и затем весь ряд целиком и его выделенные части были исследованы на предмет наличия квазигармонических компонентов.

Метод и результаты обработки данных

Поиск квазигармонических компонентов во временной структуре исходных данных осуществляется в рамках классической постановки задачи о выявлении скрытой периодичности [3] - предполагается, что исходный сигнал имеет полигармоническую форму:

$$X(t) = \sum_{k=1}^{\nu} A_k \cos\left(\frac{2\pi}{T_k}t\right) + B_k \sin\left(\frac{2\pi}{T_k}t\right) + n(t),$$

где под $n(t)$ обычно подразумевают стационарный, случайный процесс. В этом случае целью исследования становится нахождение значений 3ν неизвестных параметров: A_k , B_k , T_k , где $k = 1, 2, 3, \dots, \nu$; которое осуществляется в два этапа: на первом определяется величина ν – число квазипериодов, и их значения T_k (выполняется методом построения комбинированной спектральной периодограммы (КСП) [4]), а на втором, при известном числе ν , осуществляется оценка амплитуд A_k , B_k и их доверительных интервалов путем решения избыточной системы условных линейных уравнений методом МНК [5]. Суть КСП метода кратко заключается в следующем: выборочная оценка нормированной спектральной плотности (ВОНСП) [6] для исходного временного ряда вычисляется в зависимости не от частоты, а от «пробного» периода. Затем исходный ряд подвергается высокочастотной фильтрации [7] с заданной частотой «среза» фильтра на половине мощности сигнала, которой во временной области соответствует величина «разделительного» периода T_p , и для каждого отфильтрованного со своим конкретным значением параметра T_p высокочастотного компонента (ВЧК)

(в нашем случае значения T_p : 0.7, 1.9, 3.1, 5.3, 7.9, 11.3, 17.3 тыс. лет) снова вычисляется ВОНСП от периода. Все эти оценки, вычисленные для различных значений параметра T_p , накладываются друг на друга на одном и том же поле графика, образуя КСП. Преимущества и недостатки этого метода по сравнению с классическим построением спектра мощности более полно рассмотрены в работах [4, 8]. Достоверность выявленных периодов определяется по доверительным оценкам соответствующих амплитуд и фаз, т.е. достоверностью полигармонической модели сигнала, на втором этапе обработки.

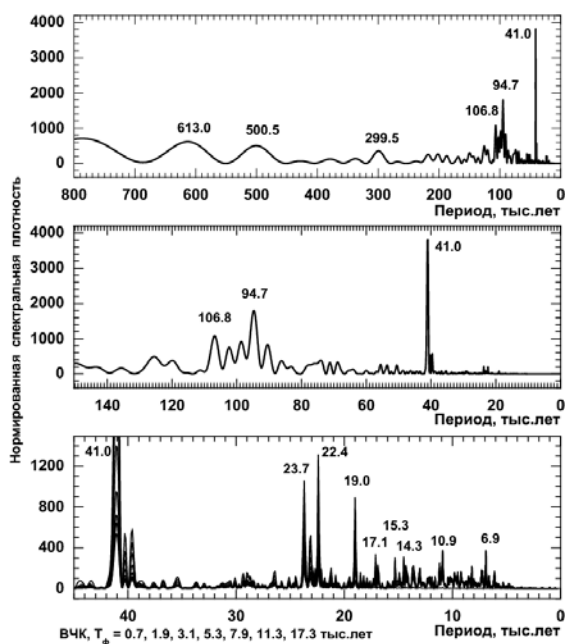


Рис. 2.

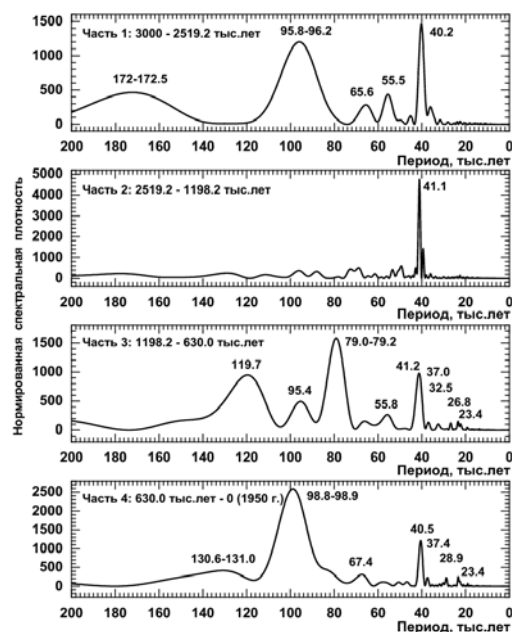


Рис. 3.

На рис. 2 представлены значения КСП, вычисленной для всего временного ряда на интервале пробных периодов до 800 тыс. лет (верхний рисунок), до 150 тыс. лет (средний рисунок) и до 50 тыс. лет (нижний рисунок). Из рис. 2 видно, что на КСП присутствует до 14-и заметных гармоник. Аппроксимация исходного ряда этими 14-ю гармоническими компонентами показывает, что значимыми из них являются только 9 (амплитуды превышают уровень 3σ), а самыми значимыми три: 41, 95, 107 тыс. лет ($> 10\sigma$). Одиночный период 19 тыс. лет и триплет с центром 23.1 тыс. лет выявляются на уровне $> 3\sigma$. Наличие группы периодов вокруг одного основного (23.1 и 94.7 тыс. лет) говорит о его нестабильности во времени. Этот эффект четко просматривается для периода 96–98 тыс. лет на рис. 3, где представлены КСП выделенных частей исходного ряда данных (рис. 1). Достоверность всех обозначенных на рис. 3 периодов по аппроксимационной процедуре составляет $> 5\sigma$. Для времени от 3 до 2.5 млн. лет четко проявляется период 96 тыс. лет, затем он пропадает на интервале времени 2.5 – 1.2 млн. лет, потом вновь появляется в виде триплета 119.7, 95.4, 79 тыс. лет, который затем сливается в один период 99 тыс. лет в районе 600 тыс.

лет, в то время как период 41 тыс. лет четко проявляется на протяжении всего трехмиллионного интервала времени, а период 23.4 тыс. лет более значимо начинает проявляться в структуре КСП только с 1.2 млн. лет по настоящий момент. Качественная картина поведения квазипериодов, соответствующих циклам Миланковича, хорошо просматривается на рис. 4, где ВОНСП построена в скользящем временном окне шириной 600 тыс. лет в зависимости от времени от 2.7 млн. лет до 300 тыс. лет.

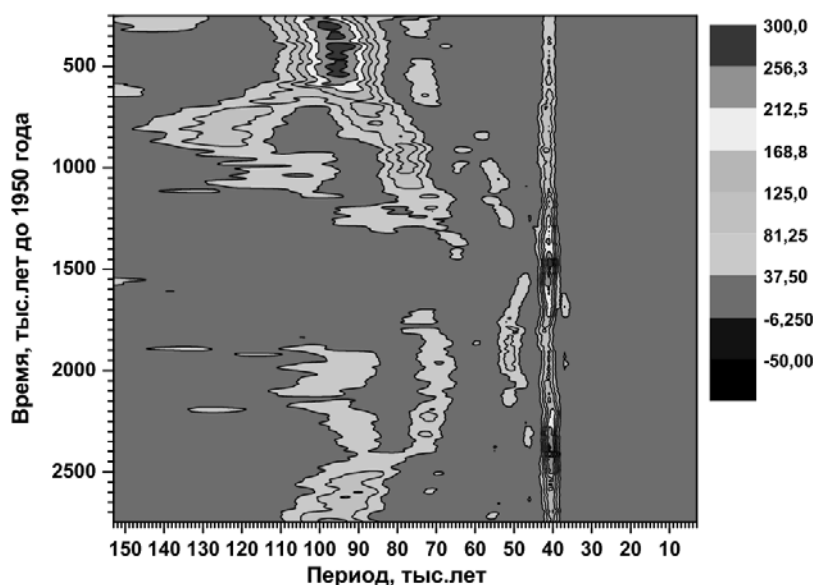


Рис. 4.

Заключение

Осцилляция 41 тыс. лет очень четко проявляется и сохраняется на протяжении всего трёхмиллионлетнего периода и, следовательно, может быть результатом сложных орбитальных воздействий на климат Земли.

Осцилляция 100 тыс. лет менее четко, чем первая, проявляется от 3 до 1.7 млн. лет в прошлом, затем исчезает и вновь возникает на интервале от 600 тыс. лет до настоящего времени, что, скорее всего, может быть обусловлено геологическими воздействиями на земной климат.

Литература

1. *Lisiecki, L.E., Raymo M.E.* // *Paleoceanography*. 2005. V. 20. PA1003.
2. *Schulz K.G., Zeebe R.E.* // *Earth and Planetary Science Letters*. 2006. V.249. P. 326.
3. *Серебрянников М.Т., Первозванский А.А.* Выявление скрытых периодичностей. М.: Наука. 1965. 244 с.
4. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., и др.* // *Астрономический Вестник*. 2006. Т.40. С.160.
5. *Агемян Т.А.* Основы теории ошибок для астрономов и физиков. М.: Наука.1972. 172 с.
6. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. Вып. 2. М.: Мир. 1972. 287 с.
7. *Alavi A.S., Jenkins G. M.* An example of digital filtering // *Appl. Statist.* 1965. V. 14. P. 70.
8. *Драневич В.А., Дмитриев П.Б., Гнедин Ю.Н.* // *Астрофизика*. 2009. Т. 52. № 4. С. 591.

АКТИВНОСТЬ СОЛНЦА В ПЕРИОД ПЕРЕПОЛЮСОВКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Дивлекеев М.И.

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

THE ACTIVITY OF THE SUN IN THE PHASE OF MAGNETIC FIELD INVERSION

Divlekeev M.I.

Moscow state University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

The activity of the Northern Hemisphere in the period of magnetic field inversion was low. The instant of inversion was determined from the minimum of the soft X-ray background. In the Northern Hemisphere inversion took place in mid-July 2014. In mid-October two new-polarity active regions were formed at 22–23° N.

Общее слабое магнитное поле на полюсах Солнце имеет минимальную величину напряжённости вблизи максимума 11-летнего цикла активности. В это же время происходит изменение полярности магнитного поля. Оно происходит в разное время с интервалом 1-2 года в северном и южном полушариях [1]. Напряжённость полярного магнитного поля в последние циклы активности уменьшалась, это привело к относительно низкому 24 циклу. Наблюдения полярного поля затруднено из-за близости к краю солнечного диска. С орбиты Земли осенью хорошо видна северная полярная область [2]. Известно, что широтная зависимость пятен в 11-летнем цикле солнечной активности описывается законом Шпёрера, а именно, первые пятна нового цикла появляются на высоких широтах и дрейфуют к экватору.

Действие динамо процесса на Солнце создаёт глобальное полоидальное магнитное поле, напряжённость которого у полюсов на уровне фотосферы незначительная. Она существенно меньше напряжённости полоидального поля, создаваемого тороидальным полем конвективной зоны. Отличие чётных и нечётных 11-летних циклов активности состоит в том, что в чётных циклах общее магнитное поле вблизи полюсов меняет знак вследствие разницы полярностей глобального и полоидального поля конвективной зоны, а в нечётных циклах полярности этих полей совпадают. Следовательно, в нечётных циклах напряжённости глобального и полоидального поля конвективной зоны складываются, а в чётных вычитаются. Таким образом, в нечётных циклах полоидальное поле на полюсах больше, чем в чётных. Величина напряжённости этого поля определяет порог энергии, которую должен иметь элемент, всплывающий из конвективной зоны в фотосферу.

На первом рисунке показана зависимость чисел Вольфа от времени на спаде 23 цикла и в текущем 24-ом цикле. В этом цикле можно было бы предположить, что переполусовка в северном полушарии произошла после первого максимума вблизи минимума между двумя максимумами в январе 2013 г. Однако наблюдения показали, активные области (АО) появлялись в «королевской зоне» достаточно высоко, что видно на рис. 2.

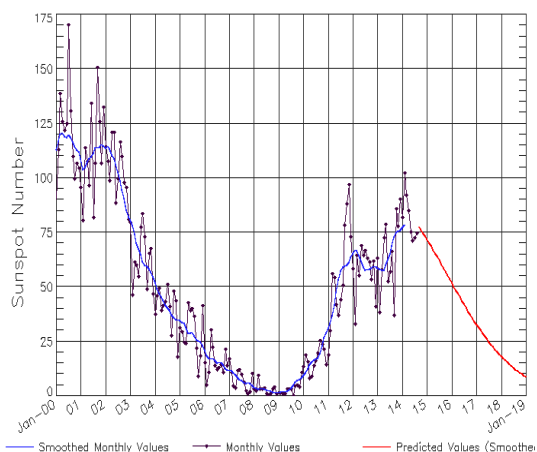


Рис. 1. Числа Вольфа на спаде 23 и роста 24 цикла.

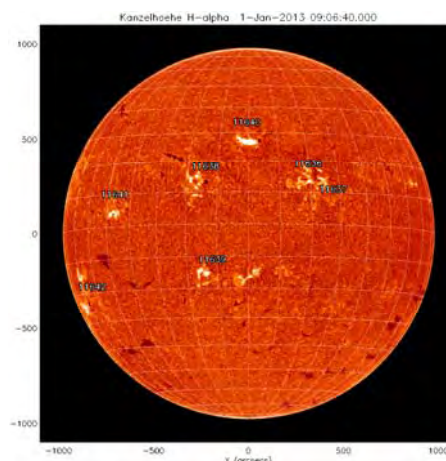


Рис. 2. Солнце в H α 01 января 2013 г.

В настоящей работе изучается активность северного полушария в период второго максимума по материалам наблюдений спутников GOES, SDO и Hinode, доступных в интернете в свободном пользовании. Параметром, определяющим активность Солнца, выбран усреднённый по двум дням уровень фонового излучения в мягком рентгене в диапазоне 1–8 Å, которые брались по адресу: <http://sdowww.lmsal.com/suntoday/>.

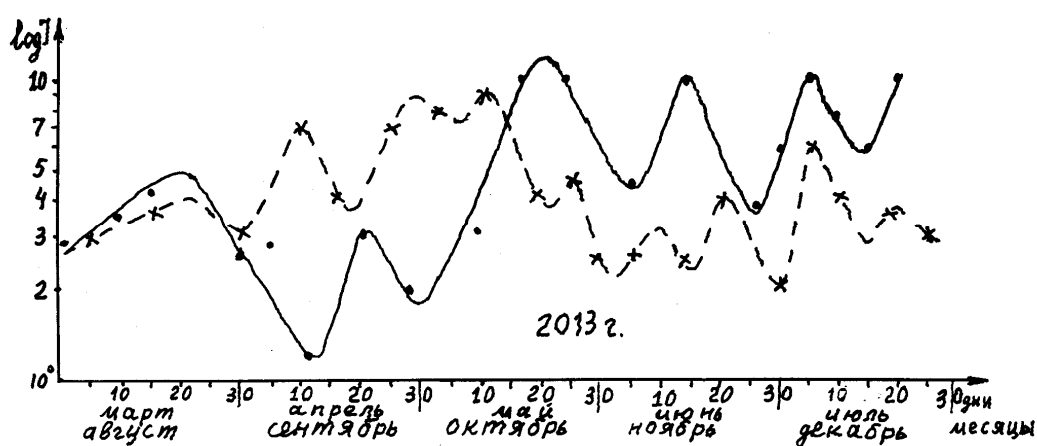


Рис. 3. Изменение фонового излучения Солнца в рентгене (1–8 Å) с марта по декабрь 2013 г. Пунктирная кривая – с марта по июль, а сплошная – с августа по декабрь.

График изменения фона в мягком рентгене в диапазоне 1–8 Å в 2013 г. приведён на рис. 3, где по оси ординат отложен логарифм интенсивности,

соответствующий интервалу “В” по GOES. По оси абсцисс отложены дни и месяцы, причём все месяцы имеют 30 дней, т. к. данные усреднены по двум дням. Переполусовка магнитного поля на полюсе определяется по минимуму интенсивности фона с учётом дипольной структуры АО. Минимальная величина фона приходится на 12–13 сентября, когда на диске было 5 АО (1 АО в северном полушарии), но вспышек не было. На рис. 4 видно, что в начале сентября в северном полушарии наблюдались только

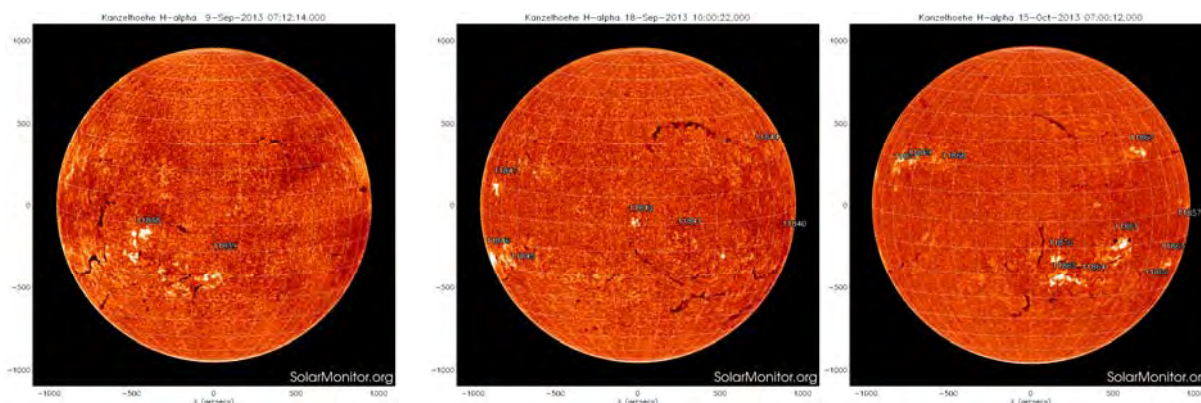


Рис. 4. Изображения Солнца в линии H α .

Слева направо: 9 сентября, 18 сентября и 15 октября 2013 г.

маленькие волокна и факелы, а АО были в южном полушарии. В середине сентября АО старой полярности появились как вблизи экватора, так и на высоких широтах (более 30°N), которые произвели вспышки балла “С”. При этом уровень фона увеличился. Таким образом, в сентябре 2013 г. переполусовка на северном полюсе Солнца не произошла.

На рис. 5 представлен график изменения фона мягкого рентгена в 2014 г.

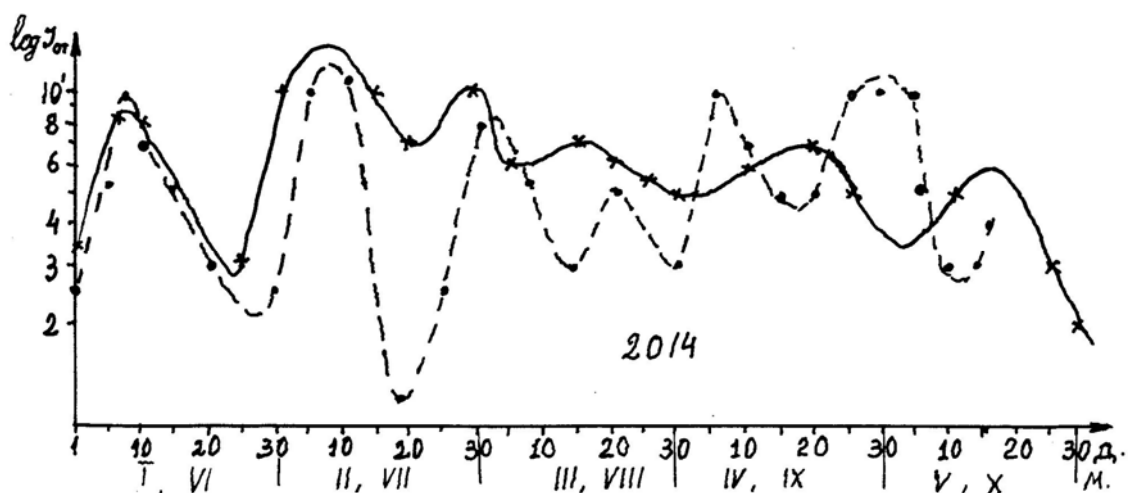


Рис. 5. Изменение фона в мягком рентгене со временем. По оси ординат отложен логарифм интенсивности, соответствующий интенсивности “В” по GOES. По оси абсцисс – дни и месяцы. Кривая, проведённая сплошной линией, соответствует интервалу времени с января по май, а пунктирная линия – с июня по октябрь.

Видно, что в январе и в начале февраля 2014 г. интенсивность мягкого рентгена сильно колеблется, а затем постепенно уменьшается. Рис. 6 показывает, что это происходит из-за сильного колебания активности южного полушария. В северном полушарии АО 12106 (N16) и 12113 (N09) произвели вспышки балла М 1,5, С 5,7 и С 7,4 11 июля. В середине июля 2014 г.

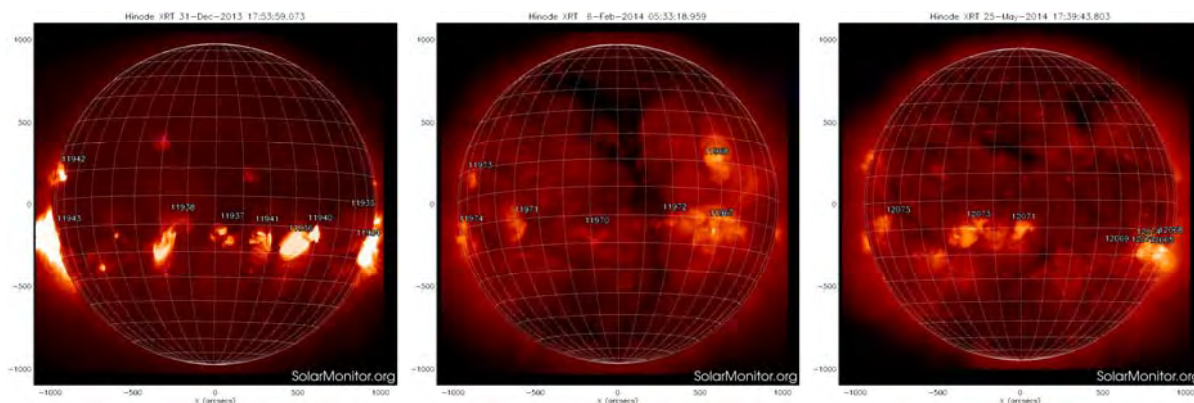


Рис. 6. Изображения Солнца в рентгене (Hinode XRT).
Слева на право: 31 декабря 2013 г., 06 февраля и 25 мая 2014 г.

вспышек не было, а уровень фона в рентгене падает до величины В1,1, 18 июля на видимом диске находились только АО без пятен. В северном полушарии были факелы вблизи экватора, но в августе – сентябре около экватора появлялись АО старой полярности и активность выросла. В середине октября 2014 г. на широте N 22–23° образовались две АО новой полярности. Таким образом, переполусовка в северном полушарии произошла в середине июля 2014 г., когда фон был минимальным.

Характер изменения фонового излучения рентгена не вполне корректно соответствует периоду вращения Солнца, что, по-видимому, связано смещением активных долгот северного и южного полушария относительно друг друга.

Выводы

1. Переполусовка в северном полушарии произошла, по-видимому, в июле 2014 г., на что указывает рентгеновское излучение спокойного Солнца и появление в октябре АО новой полярности.
2. Северное и южное полушария Солнца, возможно, связаны не жёстко.

Литература

1. *Витинский Ю.И.* Солнечная активность. М: Наука, 1983, С 89.
2. *Беневоленская Е.Е.* Полярное магнитное поле Солнца, Труды Всероссийской конференции по физике Солнца “Солнечная и солнечно-земная физика – 2012”, СПб, 2012, С. 13.

ДОЛГОТНАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ: РЕГУЛЯРНОЕ И СТОХАСТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ

Ерофеев Д.В.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск

LONGITUDINAL STRUCTURE OF SOLAR ACTIVITY: REGULAR AND STOCHASTIC BEHAVIOR

Erofeev D.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS

Observations of sunspot groups over a 120-yr time interval have been analyzed. It is found that although longitudinal distribution of sunspots reveal partial regularity on short time scale of several years, its long-term behavior is governed by some stochastic process. Power spectrum of this process is calculated by using the data of spot groups.

Большинство исследований долготной структуры солнечной активности явно или неявно основывается на предположении, что существует детерминированное поведение, замаскированное сильной случайной компонентой; задача состоит в том, чтобы «правильно» отделить детерминированное поведение от шума. Поскольку этот подход не привел к однозначным и согласующимся между собой результатам (см. [1–3]), можно предположить, что исследуемый процесс в своей основе стохастический, и, следовательно, случайная компонента является его важной (или даже главной) составляющей. Задача настоящей работы – исследовать стохастические свойства долготной структуры пятенной активности, не рассчитывая априори обнаружить ее «детерминированное» поведение.

Данные и метод исследования

Мы использовали параметры групп пятен из Гринвичского каталога [4] за 12–18 циклы активности, и аналогичные данные Уссурийской обсерватории за 19–23 циклы. Метод исследования состоит в следующем. Пусть имеется распределение групп пятен $D(L, t)$ по долготе L и времени t , причем каждая группа взята с весом, равным ее максимальной площади A . Распределение построено в системе отсчета с произвольно выбранным периодом синодического вращения P_0 . Можно рассчитать корреляционную функцию (КФ) этого распределения

$$C(\lambda, \tau) = \frac{\iint D(L + \lambda, t + \tau) \cdot D(L, t) dL dt}{\left(\iint D(L, t) dL dt \right)^2} - 1, \quad (1)$$

а затем его спектр мощности:

$$S(k, f) = \iint C(\lambda, \tau) \cdot \cos(k \lambda - f \tau) \cdot w(\tau) d\lambda d\tau, \quad k = 1, 2, \dots \quad (2)$$

(здесь $w(\tau)$ – функция окна). Компоненте спектра с волновым числом k и частотой f соответствует долготная структура с масштабом $l = 2\pi/k$, дрейфующая относительно выбранной системы отсчета со скоростью $v = f/k$. Вместо v удобнее использовать периоды вращения $P = P_0/(1 - P_0 v/2\pi)$, поскольку они инвариантны к выбору P_0 . Таким образом, выбор системы отсчета не принципиален. Спектры мощности были рассчитаны для каждого

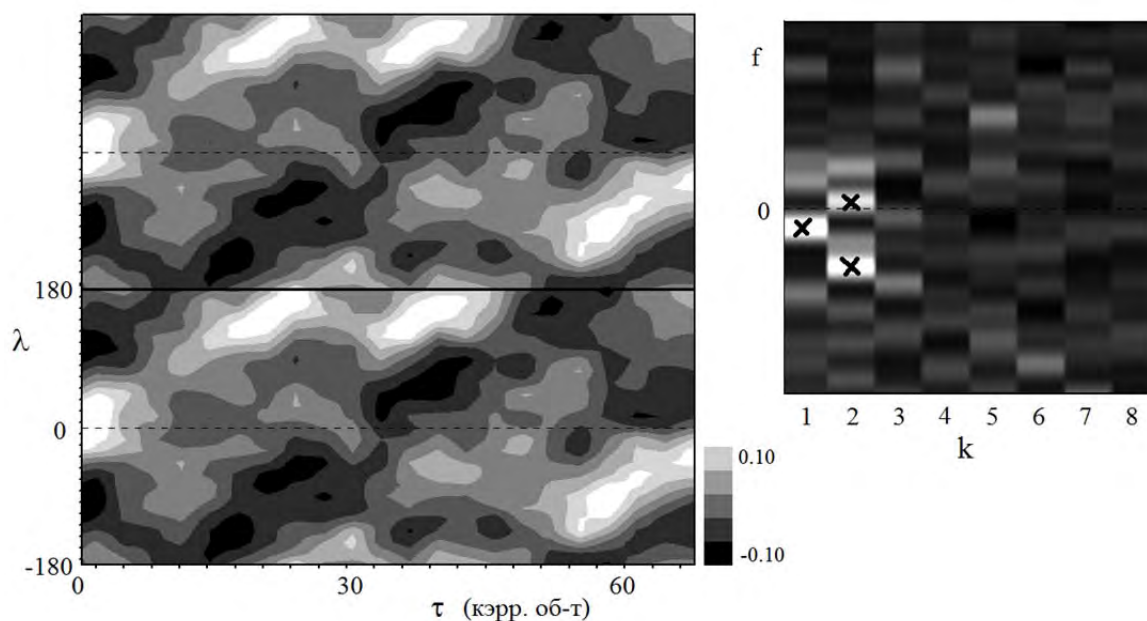


Рис. 1. Пример КФ (слева) и спектра мощности (справа) долготного распределения групп пятен для «малого» масштаба времени (северное полушарие, СЦ 21). Крестиками помечены компоненты спектра, интенсивность которых превышает уровень достоверности 0.95.

цикла активности, отдельно для северного и южного полушарий Солнца (всего 24 спектра). Длительность цикла (≈ 10 лет) назовем «малым» масштабом времени, тогда как «большим» масштабом будем считать интервал времени порядка 100 лет (10 циклов активности).

Результаты

На рис. 1 показан пример КФ и спектра мощности, которые показывают присутствие регулярной структуры долготного распределения солнечных пятен. Структура сохраняет пространственную когерентность в течение нескольких лет и является сложной, т.к. содержит 3 компоненты с разными масштабами и периодами вращения. Эти «дискретные» компоненты проявляются как в регулярном поведении КФ, так и в наличии пиков в спектре мощности, которые с достаточной достоверностью не являются случайными. Однако наличие подобной регулярности с высокой достоверностью выявлено только в половине случаев, тогда как в 37% случа-

ев регулярная структура долготного распределения, по-видимому, отсутствует. Сравнение параметров регулярных структур, существовавших в разных циклах и полушариях Солнца, показывает их уникальность: число дискретных компонент в спектрах, а также набор их параметров (k, P) , изменяются случайным образом. При этом значения k лежат в интервале от 1 до 6 (значения $k = 1$ и $k = 2$ наиболее вероятны), а значения P лежат в диапазоне 26...28.5 сут. Таким образом, регулярная структура долготного распределения групп пятен не является стабильной, она существенно изменяется за время порядка 1 цикла активности.

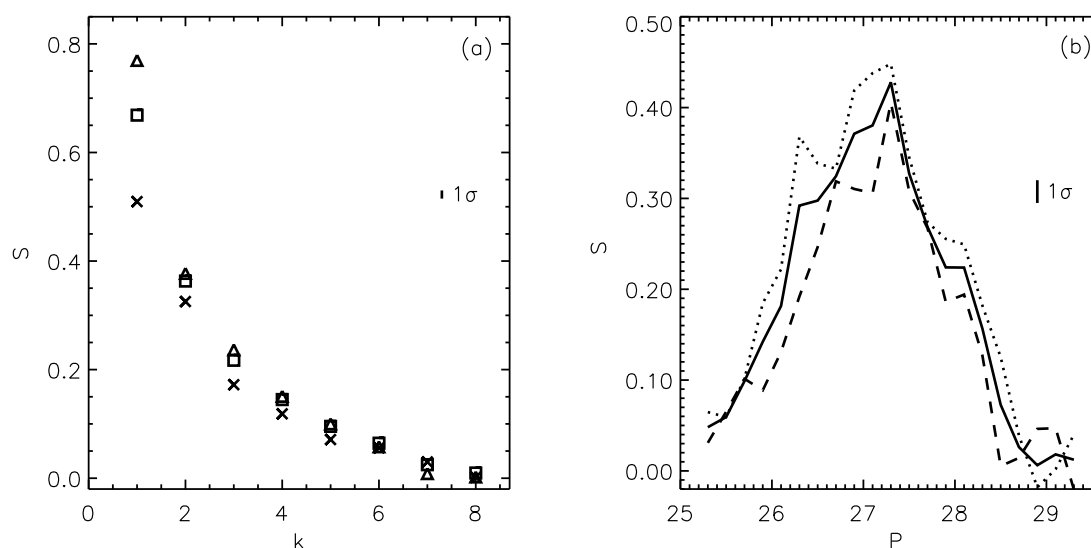


Рис. 2. Характеристики долготной неоднородности пятенной активности: спектр масштабов $S(k)$ (а) и спектр периодов вращения $S(P)$ (б). Треугольники и пунктир – по данным Гринвича (СЦ 12–18), крестики и штриховая линия – по данным УАФО (СЦ 19–23), квадраты и сплошная линия – по всем данным за 12 циклов активности.

Усреднение 24 отдельных спектров дает нам средний спектр мощности, характеризующий поведение долготной структуры пятенной активности на длинной шкале времени. Усредненный спектр не содержит дискретных компонент и имеет «турбулентный» характер: при каждом фиксированном значении k мощность как функция периода вращения P изменяется сравнительно плавным и непрерывным образом, имея максимум при $P \approx 27$ сут.; при этом максимальное значение S постепенно уменьшается с ростом k . Хорошее представление о свойствах «турбулентного» спектра дают его одномерные проекции, полученные путем усреднения по одной из переменных (рис. 2). Зависимость $S(k)$ (спектр масштабов) хорошо аппроксимируется экспонентой

$$S(k) \sim \exp(-0.49 \cdot k), \quad k = 1 \dots 6, \quad (3)$$

тогда как зависимость $S(P)$ (спектр периодов вращения) в пределах статистической погрешности может быть аппроксимирована гауссианой:

$$S(P) \sim \exp [-(P - P_c)^2 / 2\sigma^2], \quad (4)$$

где $P_c = 27.01$ сут., $\sigma = 0.80$ сут.

Выводы

Описанные выше свойства спектра мощности позволяют сделать вывод, что поведение долготной структуры пятенной активности на большом масштабе времени управляется стохастическим процессом (возможно, имеющим турбулентную природу). Дискретные компоненты в спектрах и соответствующие им регулярные структуры, которые проявляют себя на малом масштабе времени, вероятно, представляют собой случайные флуктуации управляющего стохастического процесса. Судя по поведению КФ, характерное время жизни флуктуаций – несколько лет. Так как длительность цикла активности сравнима со временем жизни флуктуаций, КФ и спектры мощности, рассчитанные для отдельных циклов, характеризуют флуктуации в большей степени, чем порождающий их стохастический процесс в целом.

Литература

1. *Berdyugina S.V., Usoskin I.G.* // *Astron. Astrophys.* V. 405. P. 1121. 2003.
2. *Pelt J., Brooke J.M., et al.* // *Astron. Astrophys.* V. 460. P. 875. 2006.
3. *Obridko V.N., Chertoprud V.E., Ivanov E.V.* // *Solar Phys.* V. 272. P. 59. 2011.
4. ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_OBSERVATION/GREENWICH/

ВЫЯВЛЕНИЕ НА СОЛНЦЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СТРУКТУР КРУПНЕЕ СУПЕРГРАНУЛЯЦИИ

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

IDENTIFICATION OF THE SPATIAL STRUCTURES ON THE SUN LARGER THAN SUPERGRANULAR CELLS

Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.

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

Three independent sets of ground-based and space data have been processed to reveal large-scale spatial structures on the Sun. These data are: filtergrams of Precision Solar Photometric Telescope (PSP) obtained in Mauna Loa Solar Observatory in line CaII K (393.416 nm); filtergrams of Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the board of The Solar Dynamics Observatory (SDO) obtained in $\lambda 160$ nm and magnetograms of Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) of SDO. The tens of two-dimensional power spectra (2DFFT) have been averaged and for one-dimensional photometric cross sections of frames the Fourier power spectra (FFT) and wavelet transform (Morlet 5-th order) have been calculated. As a result, the spatial structures at scale of about 300" have been revealed on the Sun with a high level of confidence.

Введение

Модель солнечной конвекции, предложенная Симоном и Вейссом [1], объяснила образование фотосферной грануляции и супергрануляции, а также предсказала существование более крупных структур – гигантских конвективных ячеек, образующихся у основания конвективной зоны. Ожидаемые контрасты и скорости течений в гигантских ячейках очень малы, поэтому уверенно обнаружить их на фоне грануляции (~ 1000 км в диаметре) и супергрануляции (~ 30000 км в диаметре) оказалось сложной наблюдательной задачей, которую не удавалось удовлетворительно решить по наземным наблюдениям. На существование поверхностного поля скоростей в масштабе, превышающем размер супергранулы, указывали Говард и Йошимура [2]. О крупномасштабной структуре распределения напряженностей магнитных полей сообщал Бумба [3]. Он пришел к выводу о существовании гигантских ячеек размером порядка 150000 км, простирающихся через всю конвективную зону и существующих 5–8 оборотов Солнца. Возможно, эти ячейки связаны с активными долготами. Hathaway et al. [4] по наблюдениям доплеровских скоростей инструментами сети GONG обнаружили меридиональные течения по направлению к полюсу со скоростью 20 м/сек. Недавно это было подтверждено по доплерограммам космического аппарата HMI/SDO (Hathaway et al. [5]). Отслеживалось движение супергранул самих по себе с расчетом на то, что супергранулы должны

переноситься долгоживущими потоками от центра гигантских ячеек к их границам. Эти потоки найдены, они сохраняются в течение нескольких месяцев.

Анализ данных HMI/SDO спокойного Солнца с помощью диагностического метода “Magnetic Range of Influence” или MRoI показал постоянное присутствие на магнитограммах структур особого масштаба конвекции (g-узлы), связанного с гигантскими ячейками [6].

Видимо, выход энергии из ядра Солнца сопровождается ее определенной структуризацией на поверхности, которая отражает глубинные процессы, происходящие на Солнце.

Наблюдательные данные и методика обработки данных

В работе использован разнообразный наблюдательный материал высокого качества. Нами были обработаны FITS-фильтрограммы полного диска Солнца в CaII K (393.416 нм), полученные на 15 см телескопе-рефракторе Precision Solar Photometric Telescope (PSPT) солнечной обсерватории в Мауна Лоа. Были обработаны также фильтрограммы AIA (SDO) в линии $\lambda 160$ нм и магнитограммы, полученные прибором HMI/SDO.

Методика обработки состояла в следующем:

- рабочая область (фрейм), имеющая форму квадрата, должна охватывать как можно большую поверхность Солнца, хотя с учетом краевых эффектов длина стороны квадрата заметно меньше диаметра Солнца;
- внутри каждого наблюдения исходный материал (фильтрограммы, магнитограммы ...) был перемешан, чтобы избавиться от временных зависимостей, и далее из полученных наборов делалось несколько независимых выборок;
- внутри каждой выборки для выбранного фрейма строились двумерные спектры мощности (2DFFT), которые затем суммировались по выборке.

Кроме того, для одномерных разрезов поля фрейма, выполненных как параллельно экватору, так и центральному меридиану, рассчитывались спектры мощности Фурье (FFT) и производились вейвлет-преобразования (Морле 5-го порядка).

Результаты и обсуждение

Рассмотрим результаты обработки фильтрограмм AIA(SDO) $\lambda 160$ нм. Из множества фильтрограмм, получаемых прибором AIA(SDO), мы использовали изображения в $\lambda 160$ нм, на которых наиболее заметна крупномасштабная пространственная структура верхней фотосферы.

На рис. 1а показана часть поверхности Солнца в линии UV160 нм, на которой отчетливо проявляются ячейки супергрануляции. На рис. 1б представлен средний двумерный спектр мощности (2DFFT) данной выделенной области. Усреднение проводилось по 63-м 2D-спектрам, полученным по фреймам размером 2048×2048 пс изображения Солнца в линии UV160 нм.

Центр фрейма совпадает с центром диска Солнца. Отчетливо виден избыток мощности на пространственном масштабе $(250 \times 350)''$ и на масштабе

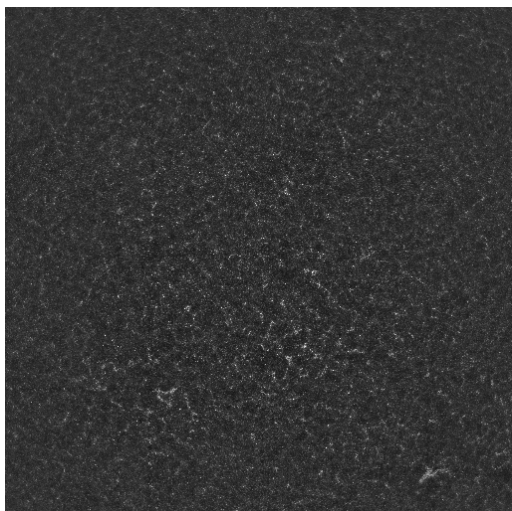


Рис. 1а. Вид поверхности Солнца в линии UV160 нм. Дата: 2010/09/30. Выбрана спокойная область размера 2048×2048 пс (негатив).

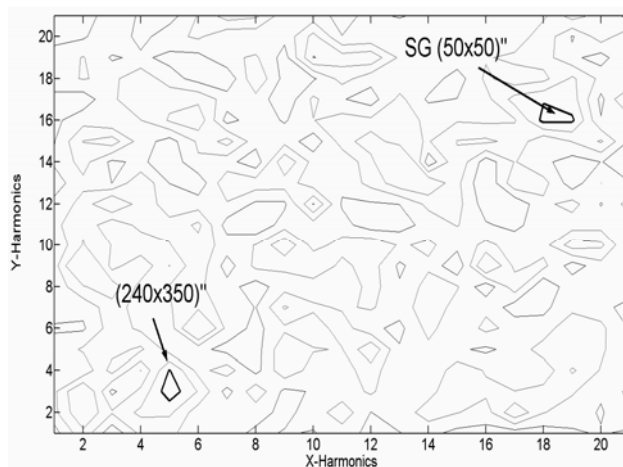


Рис. 1б. Контурная карта распределения средней мощности двумерного Фурье-преобразования, 2D-спектра.

супергранул $(50 \times 50)''$. Отметим важную особенность: в то время как структуры масштаба супергрануляции имеют почти симметричный вид, структуры большего масштаба вытянуты по широте, на что указывают численные значения гармоник ($x = 5$, $y = 3$). Следует подчеркнуть, что спектр мощности показывает только характерные расстояния «L» между структурами на данном фрейме, в то время как типичный размер самой структуры «S» может отличаться от указанного в зависимости от топологического заполнения поля фрейма. Информация о пространственной форме изучаемой структуры в данном случае отсутствует. При полном заполнении фрейма структурами, когда их границы соприкасаются, расстояния между центрами структур становятся сравнимыми с размерами самих структур, т.е. $L \sim S$. В этом случае мы говорим о ячеистой природе поля, например, о ячеистой конвекции.

Обработка магнитограмм HMI/SDO и фильтрограмм полного диска Солнца в CaHK (393.416 нм) также выявила структуры масштаба больше размера супергранул ($\sim 300''$).

Выводы

Для анализа изображений Солнца в различных спектральных диапазонах нами использован двумерный спектральный анализ, Фурье анализ, а также вейвлет-преобразование. В результате обработки трех независимых наборов данных: фильтрограмм наземного телескопа PSPT в CaHK (393.416 нм), фильтрограмм космического прибора AIA(SDO) в $\lambda 160$ нм и магнитограмм космического прибора HMI/SDO – надежно выявлено суще-

ствование в фотосфере Солнца пространственных структур (ячеек) в масштабе, превышающем размер супергранул (~300").

Выполненная нами аналогичная обработка доплерограмм прибора HMI/SDO, несмотря на их высокое качество, не дала надежных результатов. Это означает, что радиальные скорости в выявленных пространственных структурах очень невелики. Заявленная точность доплерограмм прибора HMI/SDO лучше 13 м/сек. Поэтому можно принять за верхнюю границу радиальной скорости в ячейке величину 10 м/сек. При найденном нами характерном размере пространственных структур ~300" характерное время их существования, определяемое отношением указанного размера к типичной скорости течений, оказывается > 250 суток.

Работа выполнена при поддержке Программ Президиума РАН П-21 и П-22, а также гранта НШ-1625.2012.2 и гранта РФФИ 13-02-00714.

Литература

1. *Simon G.W., Weiss N.O.*, Z. Astrophys. V. 69. P. 435. 1968.
2. *Howard, R. and Yoshimura, H.*: in V. Bumba and J. Kleczek (eds.), 'Basic Mechanisms of Solar Activity', IAU Symp. **71**, 19. Dordrecht-Holland; Boston: D. Reidel Pub. Co. 1976.
3. *Bumba V.*, Solar Phys. V. 14. P. 80. 1970.
4. *Hathaway, D.H., Gilman, P.A., Harvey, J.W., et al.*, Sci. 272. 1306. 1996.
5. *Hathaway, David H.; Upton, Lisa; Colegrove, Owen*, Science. Volume 342, Issue 6163, pp. 1217–1219. 2013.
6. *Scott W. McIntosh, Xin Wang, Robert J. Leamon, and Philip H. Scherrer*, ApJ. **784**. L32. 2014.

НОВЫЙ МЕТОД ИСПРАВЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ЗА РАССЕЯННЫЙ СВЕТ В ИССЛЕДОВАНИЯХ СВОЙСТВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Загайнова Ю.С.

ФГБУН Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), г. Москва, Троицк, e-mail: yuliazag@izmiran.ru

NEW APPROACH TO CORRECTING FOR STRAY LIGHT WITH THE PURPOSE OF INVESTIGATIONS OF SUNSPOT PROPERTIES

Zagainova Yu.S.

Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radiowave Propagation, RAS (IZMIRAN), Moscow, Troitsk, e-mail: yuliazag@izmiran.ru

The new stage-by-stage approach to data correction for stray light. At the first stage the constant component of stray light is excluded from data. At the second stage the point spread function (PSF) is excluded. PSF is determined from pore contrast profile. Results of data stray light correction in the IR-range are presented. The appraisals of temperature of umbrae are executed.

1. Введение

Наблюдаемые изменения излучения континуума из пятен связаны с изменениями распределения температуры в них. До сих пор не удалось построить модель пятна, учитывающую наблюдаемые размер, контраст и магнитное поле в пятне. Предположение о более низкой температуре тени пятна T по сравнению со спокойной фотосферой высказано еще в начале прошлого столетия [1, 13]. Неоднократно проводились расчеты распределения температуры с глубиной в спокойной фотосфере и тени пятна [3, 5, 8] для определения глубины, на которой «заякорены пятна», т.е. где температура и плотность не меняются и сравнимы с окружающими и можно учитывать только конвекцию. Однако выяснение механизма охлаждения пятен [7, 8, 11] до сих пор остается актуальным. Современное решение этой проблемы требует повышения точности определения T с привлечением данных в ИК-континууме. Интерес к наблюдениям в ИК-континууме объясняется еще тем, что в этом диапазоне мы «видим» основание фотосферы. В одном из самых простых методов T определяется из контраста тени пятен C [11, 13]. Но наибольшее несоответствие между теорией и экспериментом при оценке T существует для ИК-диапазона. Это связано с трудностями поправок за рассеянный свет в этой области длин волн, что приводит к завышенным значениям яркости тени пятен, а, значит, – завышенным T .

2. Данные наблюдений и методы их обработки

В работе приводятся оценки T_s для пятен различной площади по данным наземных спектральных наблюдений за период 2002–2007 гг. в области ИК-континуума $\lambda 10823\text{\AA}$ на большом внезатменном коронографе (БВК) ИСЗФ СО РАН. Выполнена предварительная обработка данных: исключен темновой ток, спектрограммы исправлены за непрерывный спектр спокойных областей, исключен рассеянный свет. Площади тени пятен вычислены по данным TRACE и SOHO/MDI_Continuum и выражены в миллионных долях полусферы (мдп).

Качество дневных наблюдений определяют многие факторы [13], которые приводят к вариациям яркости и контраста пятен, хаотичным смещениям изображений, уменьшению пространственного разрешения и т.д. Телескопы оснащают адаптивной оптикой, минимизируют вклад рассеяния на оптических и крепежных элементах, уделяют внимание астроклимату обсерваторий, в ИК-диапазоне по возможности исключают нагрев элементов телескопа и т.д. Когда все требования учесть невозможно привлекают математические методы обработки данных, как в [2, 4, 9, 10].

Автором разработан новый простой поэтапный метод исправления спектров за рассеянный свет: сначала исключается «постоянная составляющая рассеяния», затем – вклад «эффекта дрожания» из-за турбулентных движений в земной атмосфере.

На I этапе из значений остаточной интенсивности γ исключалась постоянная составляющая рассеяния i' [12]: $\gamma'(\lambda) = (\gamma(\lambda) - i') / (1 - i')$, где $\gamma(\lambda)$ и $\gamma'(\lambda)$ – наблюдаемые и исправленные значения остаточной интенсивности, соответственно. Предложено определять i' сравнением значений γ в ядре наиболее глубокой спектральной линии (например, SiI $\lambda = 10827\text{\AA}$) со значением γ в этой же линии из атласа солнечного спектра, составленного по данным без рассеянного света [6]: $i' = (\gamma_{McMath}(\lambda) - \gamma_{ET}(\lambda)) / (\gamma_{McMath}(\lambda) - 1)$, где $\gamma_{McMath}(\lambda)$ – остаточная интенсивность из атласа, γ_{ET} – по данным с БВК.

На II этапе исключается вклад «эффекта дрожания» – функция рассеяния точки $PSF(x, y)$. Предложено определять $PSF(x, y)$, сравнивая наблюдаемый $M^*(x, y)$ и моделируемый $C_{con}(x; \vec{\alpha})$ профили контраста поры с «эффектом замывания»: $\chi^2(\vec{\alpha}) = \sum_{i=1}^N [z_i - C_{con}(x_i; [R, c, B])]^2$, где z_i – дискретные значения $M^*(x, y)$, $C_{con}(x; \vec{\alpha})$ – табулированные значения свертки модели поры $M(x, y)$ и $PSF(x, y)$ с шагом Δx , равному шагу данных z_i , N – общее число точек ряда, $[R, c, B]$ – искомые параметры, где R – квадрат радиуса модели поры, c – её контраст, B – искомая полуширина $PSF(x, y)$.

Модель профиля контраста поры с «эффектом замывания» имеет вид: $C_{con}(x, y) = M(x, y) \otimes PSF(x, y) = \int \int_{-\infty}^{\infty} M(x, y) PSF(x' - x, y' - y) dx dy$. Предположим,

пора имеет круговую симметрию, и значения ее яркости не изменяются в пределах ее тени: $M(x, y) = c * e^{-(R-x^2-y^2)}$. Исключение i' позволило упростить $PSF(x, y)$ и представить в виде двумерной функции Гаусса, удовлетворяющей нормировке: $\iint_{-\infty}^{\infty} A \exp(-(x^2 + y^2)/B) dx dy = 1$, т.е. $A = 1/(\pi B^2)$. Вычислено функциональное выражение $C_{con}(x; \vec{\alpha})$ для случая обработки спектров:

$$C_{con}(x) = 1 - \sum_{k=0}^{n-1} \frac{c}{2} \left(\operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{R(n^2 - k^2)} - x}{nB} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{R(n^2 - k^2)} + x}{nB} \right) \right) * \left(\operatorname{erf} \left(\frac{k\sqrt{R}}{nB} \right) - \operatorname{erf} \left(\frac{(k-1)\sqrt{R}}{nB} \right) \right).$$

На спектрограмме поперек дисперсии на $\lambda 0823 \text{ \AA}$ выделялся профиль $\gamma_{ET}(x) = 1 - M^*(x, y)$. Для «подавления» шума ряд $\gamma_{ET}(x)$ сглаживался методом скользящего среднего по 3 точкам. Сравнение профилей $\gamma_{ET}(x)$ и $C_{con}(x)$ позволило определить полуширину $PSF(x, y)$. Исключение $PSF(x, y)$ из спектрограмм выполнено в Astroart 3.0 с использованием фильтра «Винера». Спектральные наблюдения проводились с широкой щелью, т.е. инструментальный вклад в искажение данных в этом случае не существен, поэтому обработка спектров за инструментальный контур не проводилась. По оценкам точности разработанного метода наилучшее качество восстановленных данных удастся получить при $B < 4.5''$. С учетом особенностей метода отобраны спектры пятен и пор, наблюдаемые вблизи центра Солнца с формой тени близкой к круговой и при условиях, когда $B < 4.5''$. Дополнительно проверялось, чтобы в исследуемых группах пятен в течение нескольких часов до и после наблюдений не было активных событий.

3. Результаты и выводы

По разным оценкам значение яркости тени развитых пятен в видимом диапазоне должно составлять $I^*/I = 0.27$, в ИК-диапазоне – $I^*/I = 0.3$ [13]. После исключения рассеянного света яркость тени пятен с развитой полутенью в ИК-континууме ~ 0.27 (рис. 1а).

Полагают, измерения, выполненные в разных λ в одном развитом пятне, должны приводить к одинаковым значениям T ; допускаются вариации $\Delta T \leq \pm 1000^\circ K$. Сравним распределения $T(S)$ для видимого и ИК диапазонов. Для расчета T в тени пятен в видимом диапазоне использовались значения модельного параметра $\Delta\theta$ при $T_{эф} = 5785^\circ K$ и на $\lambda 4800 \text{ \AA}$, что соответствует максимуму энергии излучения Солнца [11]. Для расчета $T(S)$ в ИК-континууме взята функция Планка в полном виде (рис. 1б). Из рис. 1б видно, что в видимом диапазоне $T(S)$ принимает наименьшие значения для пятен с $S > 100 \text{ МДП}$, а в ИК-континууме при $S > 40 \text{ МДП}$. В тени развитых пятен $S > 40 \text{ МДП}$ в видимом и ИК диапазонах T принимает близкие значения: $T_{10823 \text{ \AA}} \approx 3680^\circ K$ и $T_{4800 \text{ \AA}} \approx 3660^\circ K$. А в порах и пятнах с $S < 100 \text{ МДП}$ в ИК-диапазоне T имеет меньшие значения, чем в видимом. На первый взгляд более высокие значения температуры пятен с $S < 100 \text{ МДП}$ в види-

мом диапазоне можно объяснить «недоисправлением» данных за рассеянный свет. Однако если из зависимости $\Delta\theta(S)$ для видимого диапазона получить зависимость яркости тени пятен от их площади $I^*/I(S) = 1 - C(S)$, то контраст пятен с $S > 40$ МДП примет большие значения $C > 0.85$, которые не удастся зарегистрировать даже при наблюдениях с космических обсерваторий (так, в видимом диапазоне по данным TRACE $C \leq 0.78$). Поэтому, возможно, температура тени солнечных пятен и пор с $S < 40$ МДП в ИК-диапазоне, т.е. в основании фотосферы, действительно принимает более низкие значения, чем в вышележащих слоях солнечной атмосферы.

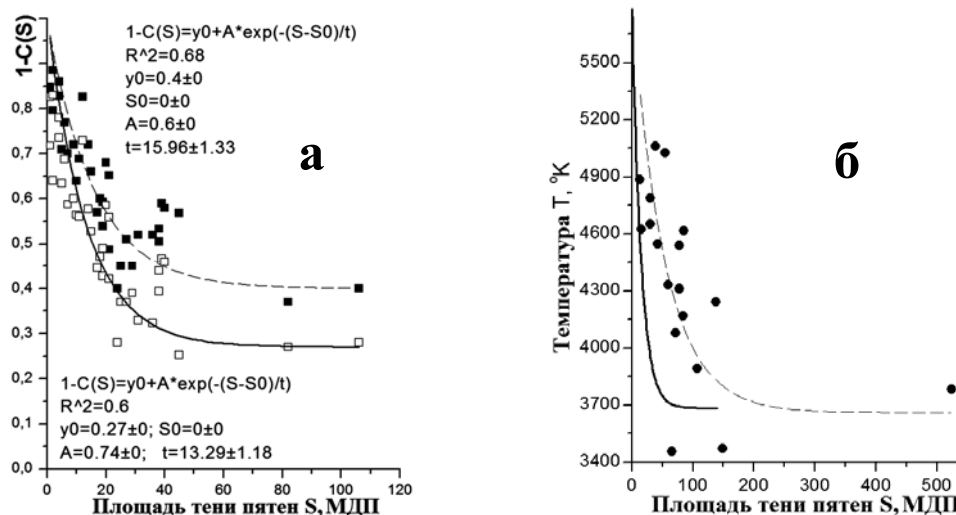


Рис. 1. а) Зависимость $I^*/I(S) = 1 - C(S)$ в ИК-континууме до (—■—) и после (—□—) обработки, б) сравнение $T(S)$ для видимого (—●—) и ИК-диапазона (—).

Благодарности

Автор благодарит д.ф.-м.н. Раису Бенционовну Теплицкую за полезное обсуждение известных методов обработки данных за рассеянный свет и сотрудников ИСЗФ СО РАН за предоставленную возможность проводить наблюдения на БВК. Автор благодарит команды GOES, SOHO и TRACE за свободный доступ к данным.

Литература

1. Bierman, 1941.
2. Chae J. et al., Journal of the Korean Astronomical Society, 38, 2005, p. 445.
3. Kosovichev, Astron. Nachr, 328, 2002, p. 186.
4. Maltby P., Solar Physics, 18, 1971, p. 3.
5. Mattig, Schröter, Astrophys. J., 140, 804, 1964.
6. Neckel H., Solar Physics, 184, 1999, p. 421.
7. Parker, 1979.
8. Schatten, Mayer, 1992.
9. Sobotka M., Astron. Inst., Ondrejov: Publication of Debreen Heliophysical Observatory, 5, 1983, p. 581.
10. Wanders A.J.M., Zeitschrift für Astrophysik, Vol. 8, 1934, p.108.
11. Брэй Р., Лоухед Р., Солнечные пятна. – М.: МИР, 1967.
12. Зайдель А.Р., Техника и практика спектроскопии. – М.: 1976.
13. Обридко В.Н., Солнечные пятна и комплексы активности. – М.: Наука, 1985.

СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЕДУЩИХ И ЗАМЫКАЮЩИХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ И СВОЙСТВ АТМОСФЕРЫ НАД НИМИ

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

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
(ИЗМИРАН), г. Москва, Троицк. e-mail: yuliazag@izmiran.ru*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ СО РАН), г. Иркутск*

COMPARISON OF THE MAGNETIC FIELD PARAMETERS OBTAINED FROM LEADING AND FOLLOWING SUNSPOTS AND ABOVE ATMOSPHERIC PROPERTIES

Zagainova Ii. S.¹, Fainshtein V.G.², Obridko V.N.¹

¹*Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radiowave Propagation, RAS (IZMIRAN), Moscow,
Troitsk, e-mail: yuliazag@izmiran.ru*

²*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS (ISTP SB RAS), Irkutsk*

Based on the SDO/HMI and SDO/AIA data for the Solar Cycle 24, we have compared the magnetic properties of magnetically coupled leading and following sunspots and properties of the above solar atmosphere. It has been found that the angle between the field lines of a sunspot umbra and normal to the solar surface in the field measurement is less in the leading sunspots compared to the following ones in ~ 84% of the studied sunspot pairs. We have constructed and have compared novel dependencies between the maximum and mean magnetic induction in a sunspot umbra and sunspot umbra area individually for the magnetically coupled preceding and following sunspots. We have studied the dynamics of the magnetic properties of the leading and following sunspot pairs passing across the solar disk. It has been shown that the contrast in the He II 304 (C_{304}) line over the leading and individual sunspot umbrae is less on average than that over the following sunspot umbrae, with the C_{304} sparsely on average depending on the sunspot umbra area for both sunspot types. It has been found that the contrast in the C_{304} increases on average for both leading and following sunspots, with the decrease of the minimum angle in the sunspot umbra.

1. Введение

По фотосферным наблюдениям солнечные пятна – особенности, характеризующиеся пониженной температурой, яркостью и повышенными значениями магнитного поля [1–3]. Пятна с различными свойствами часто формируют группы. Западные пятна группы с ведущей полярностью для полушария, в котором наблюдается эта группа, называют ведущими или головными. Пятна с противоположной полярностью в восточной части группы называют замыкающими или хвостовыми.

В большинстве работ свойства пятен рассматривались без разделения их на ведущие и замыкающие. Однако недавние исследования пятен показали, что некоторые свойства ведущих и замыкающих пятен заметно различаются. Например, в работе [4] показано, что на фазе спада 23 цикла

контраст в линии He II 304 в тени ведущих пятен в среднем ниже, чем замыкающих, и в обоих типах пятен в среднем не зависит от площади их тени. В этой же статье приводятся различия зависимости параметров ИК-триплета He I 10830 от площади тени ведущего и замыкающего пятен. Было высказано предположение, что эти различия обусловлены асимметрией магнитных трубок, соединяющих тени двух типов пятен, что приводит к увеличению оптической толщины слоя атомов He I в состоянии 2^3S и потока ультрафиолетового (УФ) излучения в $\lambda 304\text{\AA}$ над замыкающими пятнами по сравнению с ведущими. Вывод о существовании такой асимметрии магнитных трубок был подтвержден в работе [5].

В данной работе мы сравним магнитные свойства ведущих и замыкающих пятен и атмосферы над ними, используя данные с высоким временным и пространственным разрешением, полученных инструментами SDO/HMI и SDO/AIA на фазе роста и максимума 24 цикла.

2. Данные и методы исследования

Для периода наблюдений в 2010–2013 гг. мы отобрали группы пятен, в которых ведущее и замыкающее пятна соединены силовыми линиями – магнитно-связанные пятна [5], Рис. 1.

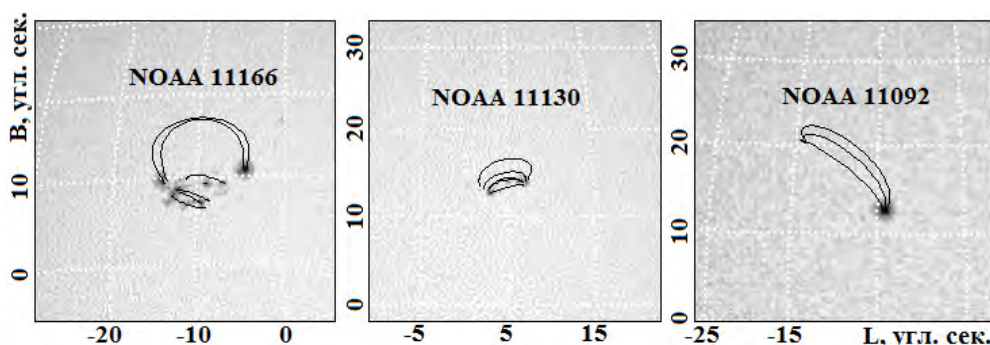


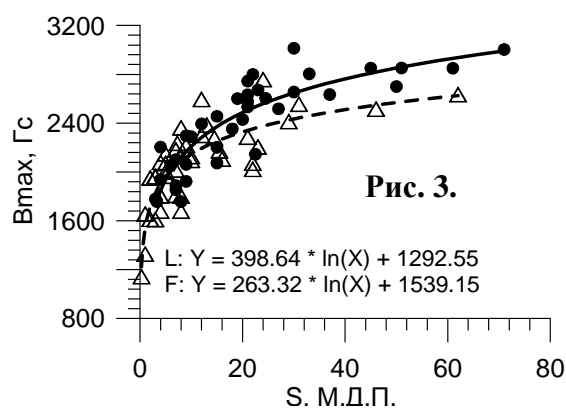
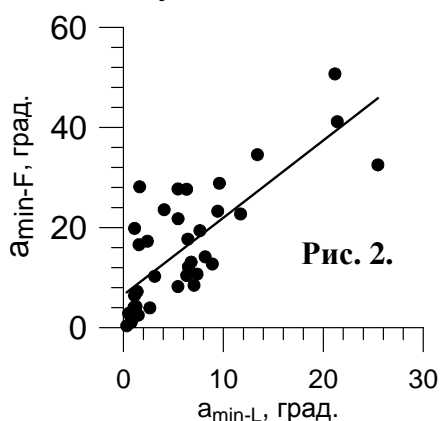
Рис. 1. Примеры магнитно-связанных пятен (два изображения слева) и одиночное пятно (справа) с восстановленными силовыми линиями. В отдельных случаях из-за недостаточного пространственного разрешения расчетов поля силовые линии, проведенные из тени пятна, оказываются вблизи второго магнитно-связанного пятна (см. [5]).

Силовые линии магнитного поля рассчитывались с использованием модели «потенциальное поле – поверхность источника» с помощью программы, предоставленной Руденко Г.В. [5]. Кроме этого, мы исследовали одиночные пятна. В качестве параметра, характеризующего яркость УФ-излучения, как и в работе [4], мы использовали контраст тени пятна в линии He II 304 $C_{304} = I_S / I_0$, где I_S и I_0 – отсчеты интенсивности в тени пятна и в спокойной области, соответственно. Площадь тени пятен S находилась по изображениям в континууме SDO/HMI и выражена в миллионных долях солнечной полусферы (МДП). Магнитное поле в тени солнечных пятен анализировалось по данным векторных измерений поля SDO/HMI. В этой

работе мы анализировали следующие параметры магнитного поля тени пятна: минимальный угол между силовыми линиями поля из тени пятен и нормалью к поверхности Солнца в месте измерения поля α_{\min} , B_{\max} и $\langle B \rangle$ – модуль максимального и среднего значения магнитной индукции.

3. Результаты

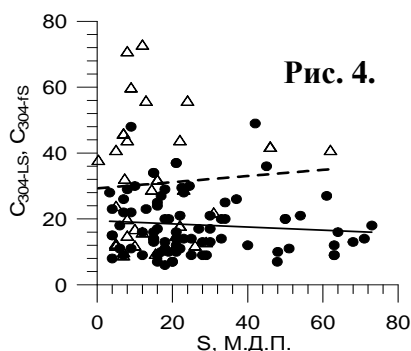
С использованием векторных измерений магнитного поля мы определили и сравнили свойства магнитного поля в тени магнитно-связанных пятен. Установлено, что в ~84% случаях угол α_{\min} в ведущем пятне меньше, чем в замыкающем. Для ведущих пятен, удовлетворяющих этому условию, $\alpha_{\min-L} \approx 6.9^\circ$, для замыкающих – $\alpha_{\min-F} \approx 16.4^\circ$. Это меньше значений α_{\min} , полученных ранее с использованием расчетов поля в потенциальном приближении [5]. Оказалось, между углами $\alpha_{\min-L}$ и $\alpha_{\min-F}$ существует положительная корреляция с коэффициентом корреляции ~0.75, Рис. 2. Кроме этого, мы подтвердили вывод работы [5] о существовании слабой отрицательной корреляции между $\alpha_{\min-L}$ и $\alpha_{\min-F}$ с одной стороны, и площадью тени S и максимумом магнитной индукции B_{\max} – с другой.



Мы впервые сравнили значения B_{\max} и S отдельно для ведущих (круги) и замыкающих (треугольники) пятен. На графике Рис. 3 видно, что: (1) в тени обоих типов пятен величина B_{\max} увеличивается с ростом площади S , что согласуется с результатами в [1] и [6], полученными без разделения пятен на ведущие и замыкающие; (2) характер зависимости $B_{\max}(S)$ для ведущих и замыкающих пятен различен; (3) при S , стремящемся к нулю, B_{\max} стремится к конечному значению, большему для ведущих пятен. В обоих типах пятен совокупность точек аппроксимируется логарифмической зависимостью (см. выражения для $Y(X)$ на Рис. 3), как это было показано ранее при анализе всех типов пятен [6]. Также сопоставили средние значения $\langle B \rangle$ в тени ведущих и замыкающих пятен: для ведущих – $\langle B \rangle(S_L) = 1400 + 1400S / (S + 25)$, для замыкающих – $\langle B \rangle(S_F) = 1300 + 800S / (S + 10)$. Оказалось, $\langle B \rangle(S)$ имеет более выраженные отличия для ведущих и замыкающих пятен, чем $B_{\max}(S)$. Это указывает на более резкое уменьшение

ем величины магнитного поля в направлении от ядра тени к границам полутени в замыкающих пятнах по сравнению с ведущими.

Мы сравнили поведение в тени пятен контраста в линии $\lambda 304\text{\AA}$ для ведущих C_{304-ls} , одиночных C_{304-ss} и замыкающих C_{304-fs} пятен в зависимости от площади S , Рис. 4. Как и в работе [4], в среднем, значения C_{304-ls} и C_{304-ss} (круги) меньше C_{304-fs} (треугольники), и для всех типов пятен контраст в линии $\lambda 304\text{\AA}$ в среднем слабо зависит от площади S , однако его среднее значение оказалось больше, чем на фазе спада 23 цикла [4]. Возможно, это связано с «аномальным» характером 24 цикла.



Наш анализ обнаружил существование отрицательной корреляции между $\alpha_{\min-L}$ и C_{304-ls} , а также между $\alpha_{\min-F}$ и C_{304-fs} для пятен, удовлетворяющих условиям: $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$ и $C_{304-ls} < C_{304-fs}$. В свою очередь, оказалось, что с ростом отношения $\alpha_{\min-L} / \alpha_{\min-F}$ отношение контраста в линии C_{304-ls} / C_{304-fs} уменьшается.

Для одной группы пятен NOAA 11330 найдены закономерности изменения магнитных свойств пятен при их прохождении по диску Солнца, сопровождающегося исчезновением замыкающего пятна. После появления группы пятен вблизи восточного лимба большая часть магнитного потока из ведущего пятна уходит не к замыкающему пятну, а к северу от биполярной группы и оказывается вблизи замыкающих пятен NOAA 11325. По мере движения NOAA 11330 по диску Солнца этот поток уменьшается и после пересечения центрального меридиана и исчезновения NOAA 11325 большая часть потока из ведущего пятна направляется в окрестность замыкающих пятен вплоть до их исчезновения. По мере движения от восточного лимба к центральному меридиану углы $\alpha_{\min-L}$ и $\alpha_{\min-F}$ в пятнах меняются слабо (но, при этом, $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$). После прохождения центрального меридиана и исчезновения NOAA 11325 углы $\alpha_{\min-L}$ и $\alpha_{\min-F}$ начинают резко возрастать, однако $\alpha_{\min-L} < \alpha_{\min-F}$.

Литература

1. Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна. М.: Мир, 385 с. 1967.
2. Обридко В.Н. Солнечные пятна. М.: Наука, 256 с. 1985.
3. Maltby P. Proc. NATO Advanced Research Workshop on the Theory of Sunspots, Cambridge, United Kingdom. Sept. 22–27. (A93-47383 19-92), 103, 1992.
4. Загайнова Ю.С. Астрон. журн., 55. № 2, 159, 2011.
5. Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В., Обридко В.Н. Астрон. журн. № 12, 2014 (в печати).
6. Jin C.L., Qu Z.Q., Xu C.L., Jhang X.Y., Sun M.G. Astrophys. Space Sci., 306, N 1–2, 23, 2006.

УЛЬТРАТОНКИЕ МАГНИТНЫЕ СТРУКТУРЫ В ХРОМОСФЕРЕ

Зайцев В.В.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

ULTRAFINE MAGNETIC STRUCTURES IN THE CHROMOSPHERE

Zaitsev V.V.

Institute of Applied Physics of RAS, Nizhny Novgorod, Russia

The explanation of the origin of ultrafine hot magnetic loops in the chromosphere as well as the indication on their additional properties that are not yet observed for the present are attempted. It is shown that the plasma in such magnetic flux tubes can be heated up to coronal temperatures due to the dissipation of electric currents driven by the photospheric convection inside the flux tubes. Therewith the plasma density in such tubes should be much less compared with the density of environment chromosphere. The estimation of the eigenfrequencies of ultrafine magnetic loop as an equivalent electric circuit is given and possible reason for upward ejection of hot plasma from the loop foot-points is proposed.

В работе [1] сообщается о наблюдении с помощью наземного телескопа NST BBSO и спутника *SDO* ультратонких горячих магнитных петель в солнечной хромосфере. Основания таких петель ассоциируются с межгранульным пространством, толщина петель постоянна и составляет около 100 км. Петли горячие: их температура порядка или больше миллиона градусов. Магнитное поле в петлях составляет около 1 kG. В таких петлях наблюдаются иногда выбросы горячей плазмы, которые распространяются со скоростью порядка 10 км/сек вдоль петли вплоть до основания короны. Длина проекции петель на поверхность Солнца составляет около 4–5 тыс. км. В настоящей работе делается попытка объяснить происхождение ультратонких горячих петель в хромосфере и указать на их дополнительные свойства, которые пока не обнаружены в экспериментальных данных.

Поскольку основания ультратонких магнитных петель располагаются в межгранульном пространстве [1], где имеются сходящиеся потоки фотосферной плазмы, будем предполагать, что такие петли формируются за счет «сгребания» магнитного поля фотосферной конвекцией. Стационарная структура вертикальной цилиндрической трубки $\mathbf{B}(0, B_\varphi, B_z)$ с током $\mathbf{j}(0, j_\varphi, j_z)$ для случая стационарного аксиально-симметричного потока фотосферного вещества со скоростью $\mathbf{V}(V_r, 0, V_z)$, $V_r < 0$ описывается уравнениями [2]:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_z}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)}, \quad j_\varphi = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r} \quad (1)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_\varphi}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\varphi^2)}, \quad j_z = \frac{c}{4\pi r} \frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial r} \quad (2)$$

Здесь r, φ, z – цилиндрические координаты с вертикальной осью z , $V_r < 0$ – горизонтальная компонента скорости конвективного потока внутри трубки, $\alpha = \sigma F^2 [c^2 n m_i v'_{ia} (2 - F)]^{-1}$, $\sigma = \frac{ne^2}{m_e (v'_{ei} + v'_{ea})}$, – кулоновская проводимость, $F = \rho_a / \rho$ – относительная плотность нейтралов, ν_{kl} – частота столкновений частиц сорта k и l , $\nu'_{kl} = [m_l / (m_k + m_l)] \nu_{kl}$ – эффективная частота столкновений, $n_i = n_e = n$, $\rho = n_a m_a + n_e m_e + n_i m_i$ – плотность частично ионизованной фотосферной плазмы, $k = a, i, e$ (a – атомы, i – ионы, e – электроны). При $V_r < 0$ уравнения (1), (2) описывают интенсивную магнитную трубку, радиус которой определяется формулой [3]

$$r_0 = \frac{F^2}{2 - F} \frac{B_z^2(\mathbf{0})}{12\pi n m_i v'_{ia} |V_0|} \quad (3)$$

В формуле (3) предполагается, что магнитное поле на оси трубки $B_z(\mathbf{0})$ много больше поля вне трубки, а горизонтальная составляющая скорости фотосферной конвекции внутри и вне трубки для определенности задана в виде $V_r = -V_0 r / r_0$ при $r \leq r_0$, $V_r = -V_0 r_0 / r$ при $r \geq r_0$. Формула (3) позволяет оценить концентрацию плазмы внутри тонких хромосферных петель по известной из наблюдений толщине трубок, магнитному полю и температуре. Для этого учтем, что в интервале температур $10^6 \leq T \leq 10^7$ для величины F справедлива формула (см. в связи с этим работы [4], [5]) $F \approx T^{-\alpha}$, $\alpha = 1,126$. Сечение ионно-атомных столкновений для атомарного водорода определяется в основном процессом резонансной перезарядки, который дает эффективную частоту столкновений

$$\nu'_{ia} = 6,75 \times 10^{-10} n_a T^{1/4}, \quad n_a \approx F \times (n + n_a) \approx F n \quad (n_a \ll n). \quad (4)$$

С учетом (4) формула (3) дает оценку концентрации плазмы в горячей части трубки

$$n = 4,8 \times 10^{15} \frac{B_z(\mathbf{0})}{(r_0 |V_0| T^{(1/4)+\alpha})^{1/2}}. \quad (5)$$

Полагая $2r_0 \approx 100 \text{ km}$, $B_z \approx 1 \div 2 \text{ kG}$, $T \approx 10^5 \div 10^6 \text{ K}$ и среднюю скорость конвекции $|V_0| \approx 3 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$, получим $n \approx 10^9 \div 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Аналогичные концентрации наблюдаются в корональных магнитных петлях [6]. Анализ показывает, что горячая часть трубки начинается с высоты около 50 км над фотосферой, когда джоулев нагрев, обусловленный диссипацией электрических токов за счет проводимости Каулинга, начинает превышать потери на оптическое излучение.

Уравнения (1), (2) позволяют определить электрический ток, протекающий через поперечное сечение трубки [3]:

$$I_z = \int_0^{\infty} 2\pi r \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} dr \approx 1,5 \times 10^{42} \frac{B_z^3(0)}{n^2 |V_0| T^{(1/4)+\alpha}} \text{ cgs} = 5 \times 10^{32} \frac{B_z^3(0)}{n^2 |V_0| T^{(1/4)+\alpha}} \text{ A}. \quad (6)$$

Для наблюдаемых значений магнитного поля и температуры в ультратонких магнитных петлях $B_z \approx 1 \text{ kG}$, $T \approx 10^6 \text{ K}$ и оцененных нами значений концентрации плазмы в трубках $n \approx 10^9 \div 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ получим величину электрических токов $I_z \approx 10^9 \div 10^{11} \text{ A}$, что совпадает с возможными значениями токов во вспышечных петлях.

Электрический ток течёт от одного основания петли к другому через корональную часть и замыкается в подфотосферных слоях, где проводимость становится изотропной. Таким образом, петля с подфотосферным токовым каналом подобна витку с электрическим током, для которого можно написать уравнение эквивалентного электрического контура [7]. Частота RLC -колебаний пропорциональна величине тока:

$$\nu_{RLC} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{\Lambda}} \frac{I}{cr_0^2 \sqrt{nm_i}}, \quad (7)$$

где $\Lambda = \ln(4l/\pi r_0) - 7/4$, l – длина петли, I – ток в единицах cgs ($1 \text{ A} = 3 \times 10^9 \text{ cgs}$). В отличие от обычных корональных магнитных петель, ультратонкие петли характеризуются более высокой частотой RLC -колебаний. Для приведенных выше значений концентрации плазмы и электрического тока в тонких петлях из (11) получаем $\nu_{RLC} \approx 1 - 100 \text{ Гц}$. У корональных магнитных петель радиус $r_0 \approx 10^8 \text{ cm}$ существенно больше, а токи и концентрации приблизительно одинаковы, поэтому собственные частоты RLC -колебаний на два-три порядка меньше, чем у тонких хромосферных петель.

Анализ показывает, что источником нагрева ультратонких хромосферных петель является диссипация электрических токов, генерируемых внутри петли фотосферной конвекцией. Если выполняется условие $\alpha(B_z^2 + B_\phi^2) \gg 1$ (обычно оно легко выполняется), скорость нагрева за счет диссипации токов можно представить в виде [8]

$$q = \frac{2-F}{F^2} nm_i v_{ia}' V_r^2 = 0,57 \times 10^{-33} n^2 T^{(1/4)+\alpha} V_r^2. \quad (8)$$

Заметим, что скорость джоулева нагрева $q(z)$ отлична от нуля только в интервале высот $0 < z < h$, где отлична от нуля горизонтальная составляющая скорости конвекции $V_r(z)$. Анализ показывает, что в интервале высот $0 < z \leq 50 \text{ km}$, тем не менее, нагрева не происходит, если магнитное поле в трубке $B \leq 600 \text{ G}$, так как в этом случае радиационные потери превышают скорость джоулевой диссипации при типичных значениях скорости $V_r \leq 3 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$. Выше этой области температура в стационарной трубке определяется балансом теплопроводности и джоулева нагрева. В этом слу-

чае решение уравнения теплового баланса с функцией нагрева (8) имеет вид

$$T(z) = 5,6(pV_r z)^{0,485} , \quad (9)$$

где p – давление, которое считается постоянным в области джоулева нагрева, так как $(h/H) \ll 1$, где H – шкала высоты в горячей части трубки. Полагая $p \approx 3 \text{ dyn cm}^{-2}$, $V_r \approx 3 \times 10^4 \text{ cm s}^{-1}$, $h \approx 10^7 \text{ cm}$, получим $T(h) \approx 3,5 \times 10^6 \text{ K}$. Здесь h – высота, на которую конвекция проникает в хромосферу.

Таким образом, оценки показывают, что электрические токи могут нагревать хромосферные основания тонких трубок до нескольких миллионов градусов. Источник нагрева сосредоточен в основаниях петли в интервале высот до нескольких сотен километров, где происходит увеличение температуры до значений порядка миллиона градусов. Нагрев более высоких слоев происходит за счет теплопроводности, которая находится в балансе с радиационными потерями. При этом относительно небольшая длина хромосферных петель является причиной того, что температура мало меняется от основания к вершине и петля остается практически изотермичной.

Уравнение теплового баланса допускает «взрывное» повышение температуры в области нагрева хромосферных оснований тонких магнитных петель, что может проявляться в виде наблюдаемых выбросов плазмы из оснований петель вследствие резкого повышения давления. Это происходит, если, например, в силу каких-либо причин возникает достаточно быстрое (по сравнению с характерными временами радиационных потерь и теплопроводности) возрастание скорости V_r .

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 14-02-00133, Программами Президиума РАН П-21, П-22, грантом ведущей научной школы НШ-1041.2014.2, а также грантом Министерства науки и образования РФ (контракт № 14.Z50.31.0007)

Литература

1. Haisheng Ji, Wenda Cao, and P.R. Goode // *Astrophys. J.* **750**, L25 (2012).
2. Зайцев В.В., Ходаченко М.Л. // *Изв. ВУЗов: Радиофизика* **40**, 176 (1997).
3. Зайцев В.В., Степанов А.В. // *УФН*, **178**, 1165 (2008).
4. McWirtter R.P. *Plasma Diagnostics Techniques*, Academic Press, New York, (1965).
5. Verner D.A. and Ferland C.J. // *Astrophys. J. Suppl.*, **103**, 467 (1966).
6. Aschwanden M.J. and Acton L.W. // *Astrophys. J.* **550**, 475 (2001).
7. Zaitsev V.V., Stepanov A. V., Urpo S., Pohjolainen S. // *Astron. Astrophys.* **V. 337**. P. 887 (1998).
8. Sen H.K. and White M.L. // *Solar Phys.* **23**, 146 (1972).

О ПРАВИЛЕ ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ И ЕГО НАРУШЕНИЯХ

Золотова Н.В., Понявин Д.И.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

ON THE GNEVYSHEV-OHL RULE AND ITS VIOLATIONS

Zolotova N.V., Ponyavin D.I.

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

The even-odd alternation of sunspot cycles is considered for the group sunspot numbers. Statistically comparing relations between the odd and even cycles, we conclude that a preference may not be given to the even-odd order of cycles or to the odd-even one. Violations of the Gnevyshev-Ohl rule in the past are discussed.

Введение

Работая с архивами наблюдений солнечных пятен, Рудольф Вольф положил начало систематическому ведению наблюдений Солнца и создал теперь уже хорошо известный индекс числа пятен – R_i . Поскольку солнечная активность имеет циклический характер, то для удобства Вольф ввел нумерацию циклов. Принято, что 1-й цикл начался в 1755-м году. Согласно нумерации циклов, их можно разделить на четные и нечетные. Сравнивая параметры циклов с 9-го по 15-й Тёрнер [1, 2] заметил, что нечетные циклы 9, 11 и 13 в среднем выше четных циклов 10, 12 и 14, а пятна нечетных циклов в среднем больше по размеру и находятся на 1° выше по широте по сравнению с пятнами четных циклов. Тёрнер предположил, что основной период пятнообразования равен 23 года, и предложил ввести организацию циклов в пары, начиная с более сильного нечетного: 9–10, 11–12, 13–14, 15–...

Спустя несколько десятилетий Гневывшев и Оль [3, 4] анализировали кумулятивные суммы годовых значений чисел Вольфа вплоть до 21-го цикла активности. Они разделили циклы на два временных ряда по принципу четности и посчитали линейную корреляцию. Так для нечетных циклов (1–19) и последующих четных (2–20) коэффициент корреляции $Corr = 0,54$, а для четных циклов (2–20) и последующих нечетных (3–21) — $Corr = 0,4$, но без пары циклов (4–5), $Corr = 0,95$. Гневывшев и Оль сделали вывод о существовании статистической связи в четно-нечетных парах и об ее отсутствии в нечетно-четных парах. Таким образом, увеличение статистики привело к противоположному результату. Если Тёрнер предполагал, что циклы организованы в пары по принципу нечетный-четный, то Гневывшев и Оль, наоборот, четный-нечетный.

В данной работе мы предлагаем разрешение вопроса об организации циклов в пары и показываем влияние каждого отдельного события на результаты статистического анализа.

Результаты сравнительного анализа

Проблема объединения циклов в пары осложняется путаницей в определениях. Так в зарубежной литературе известен только принцип сравнения циклов по их интенсивности или амплитуде. Под интенсивностью понимается кумулятивная сумма под кривой индекса пятнообразования от минимума до минимума [5]. Здесь так называемый четно-нечетный эффект (the even-odd effect) заключается в том, что интенсивность четного цикла меньше интенсивности последующего нечетного цикла.

В отечественной литературе объединение циклов в пары основано на правиле Гневывшева-Оля. В [3 и 4] было предложено объединять циклы в пары четный-нечетный на основании результатов, полученных из корреляционного анализа.

Сравнение циклов по интенсивности показывает смену знака асимметрии в паре циклов [6]. Глатов обнаружил, что в циклах с 10-го по 21-й интенсивность нечетного цикла преобладает над интенсивностью предшествующего четного цикла, а в парах циклов до минимума Дальтона и в паре циклов 22–23, наоборот, интенсивность нечетного цикла меньше интенсивности предшествующего четного цикла. Более того, коэффициент корреляции четных и нечетных циклов не показывает смены знака, а остается одинаково высоким как для нечетно-четных, так и для четно-нечетных пар [6].

Таким образом, можно определить два способа объединения солнечных циклов в пары: четно-нечетный порядок и нечетно-четный. Первый связывают с именами Гневывшева-Оля и четно-нечетным эффектом. Обозначим нечетно-четный порядок как порядок Тёрнера. На сегодняшний день считается, что статистическая связь существует именно в паре циклов четный-нечетный. Покажем, что нечетный-четный порядок не уступает «обратному порядку».

На рисунке 1 показаны коэффициенты корреляции, посчитанные для двух случаев. Циклы объединены в два временных ряда – с четной нумерацией обозначены черным цветом и соединены сплошной кривой, с нечетной нумерацией показаны светлыми кружками и соединены пунктирной кривой. На рис. 1а коэффициенты корреляции посчитаны для четно-нечетной нумерации (порядок Гневывшева-Оля), на рис. 1б – для нечетно-четного порядка согласно Тёрнеру, причем для нечетно-четной нумерации корреляция выше, чем для нумерации по Гневывшеву-Олю. Как же получается что анализируя один и тот же временной ряд интенсивности солнечных циклов, разные авторы (Тёрнер, Гневывшев и Оля, Глатов, а теперь и

мы) видим связь то между четно-нечетными циклами, то между нечетно-четными?

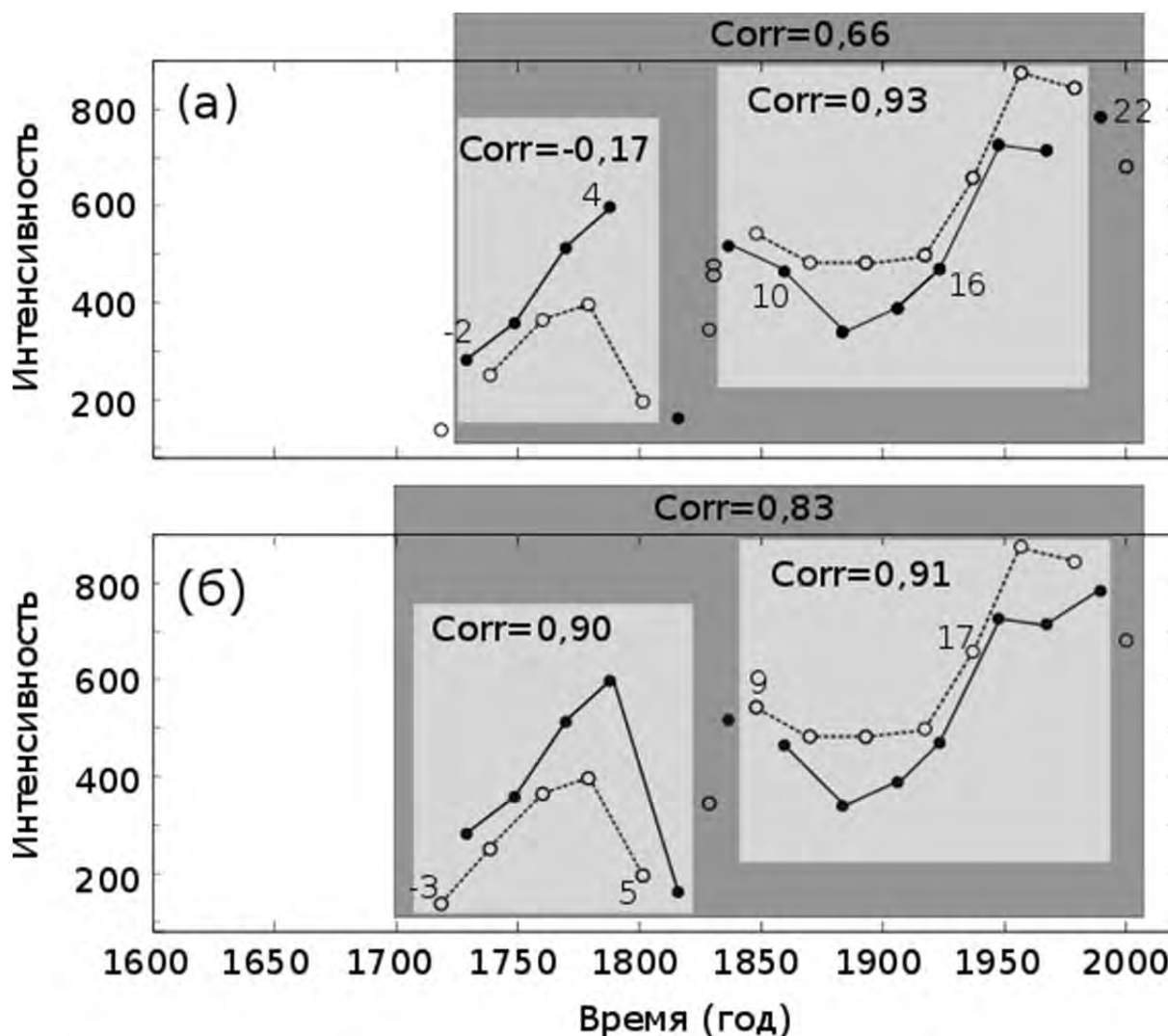


Рис. 1. Интенсивности солнечных циклов. Черными кружками показаны четные циклы, светлыми кружками – нечетные циклы. Четные циклы соединены сплошной кривой, нечетные – пунктирной. Номера циклов соответствует цюрихской нумерации. Для выделенных серым цветом временных отрезков посчитаны коэффициенты корреляции. а) четный цикл предшествует нечетному; б) наоборот, нечетный цикл предшествует четному.

Оказывается, что все дело в применимости метода корреляционного анализа для случаев с малой статистикой событий. Для коротких временных рядов каждое отдельное событие может оказывать сильное влияние на коэффициент корреляции, как и наличие трендов. Небольшое изменение наклона тренда ведет к значительным изменениям результатов корреляционного анализа. Заметим, что в случае большой статистики ни добавление/убирание отдельных событий, ни изменение наклона тренда не ведет к резкому изменению коэффициентов корреляции.

Выводы

В данной работе мы провели сравнение двух подходов к объединению циклов солнечной активности в пары: нечетно-четный порядок согласно Тёрнеру и четно-нечетный порядок согласно Гневышеву-Олю. Показано, что вывод о наличии связи в парах циклов может быть сделан как в пользу четно-нечетного порядка, так и наоборот. Этот факт свидетельствует об отсутствии физического смысла в объединении циклов активности по принципу их нумерации.

Литература

1. *Turner, H.H.* On a simple method of detecting discontinuities in a series of recorded observations, with an application to sun-spots, suggesting that they are caused by a meteor swarm // *MNRAS*, 74, 82, 1913.
2. *Turner, H.H.* Note on the alternation of the eleven-year solar cycle // *MNRAS*, 85, 467, 1925.
3. *Гневышев, М.Н., Оль, А.И.* О 22-летнем цикле солнечной активности // *Астрономический журнал*, 25, 18, 1948.
4. *Гневышев, М.Н., Оль, А.И.* Подтверждение правила образования 22-летних циклов солнечной активности // *Солнечные данные*, 8, 90, 1987.
5. *Hathaway, D.H.* The solar cycle, *Living Reviews in Solar Physics*, 7, 1, 2010.
6. *Tlatov, A.G.* Reversals of Cnevyshev-Ohl rule // *ApJ*, 772, L30, 2013.

ОСОБЕННОСТИ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЯТЕН В СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ И МОДЕЛЬ ДИНАМО В ТОНКОМ СЛОЕ

Иванов В.Г., Милецкий Е.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

REGULARITIES OF SPACE DISTRIBUTION OF SUNSPOTS IN SOLAR CYCLE AND DYNAMO MODEL IN THIN SPHERIC LAYER

Ivanov V.G., Miletsky E.V.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

In previous papers [1, 2] we have shown that the average latitude of sunspots: 1) evolve in a universal way that does not depend on power of the 11-year cycle and 2) on the decreasing phase of the cycle are linked to the current level of solar activity. In this work we demonstrate how these regularities can be reproduced in the frame of the simplest convective α - ω dynamo model in a thin spherical layer.

В наших предыдущих работах [1, 2] на основании данных расширенного Гринвичского каталога было показано, что эволюция средних широт групп пятен (СШП) в 11-летнем цикле активности имеет некоторые особенности. Во-первых («особенность R1»), поведение СШП может быть описано универсальной широтной кривой, вид которой не зависит от мощности цикла: $\psi(t) = a \exp(b(t - T_0))$, где $a = 26.6^\circ$, $b = -0.126 \text{ год}^{-1}$ – общие для всех циклов параметры, а T_0 – «момент отсчёта широтной фазы» для данного цикла. Переменная ψ , имеющая смысл характерной СШП, при этом может быть использована как характеристика фазы цикла, альтернативная обычно используемому времени τ , прошедшему с момента минимума цикла. Во-вторых (R2), на фазе спада цикла СШП хорошо коррелирует с текущим уровнем солнечной активности. Особенность R2 иллюстрируется на рис. 1, где на панелях (а) и (б) изображены зависимость индекса числа групп пятен G в 12–23 циклах от фаз цикла τ и ψ соответственно, на панели (в) – среднеквадратичные отклонения G от среднего за все циклы как функция этих переменных, а на панели (г) – отношение этих отклонений σ_ψ/σ_τ . Видно, что во второй половине фазы спада цикла $\sigma_\psi < \sigma_\tau$.

Интересен вопрос о том, могут ли закономерности (R1) и (R2) быть воспроизведены с помощью моделей солнечного конвективного динамо. На начальной стадии исследования такая возможность будет интересовать нас в основном качественно, и мы выберем для изучения простейшую модель α - ω -динамо в тонком сферическом слое.

Зависимости напряженности тороидального поля B и векторного потенциала полоидального поля A от радиуса r и кошироты θ для случая тонкого слоя факторизуются в виде $F(r, \theta, t) = f(\theta, t) \exp(kr)/kr$. Обезразмеренные

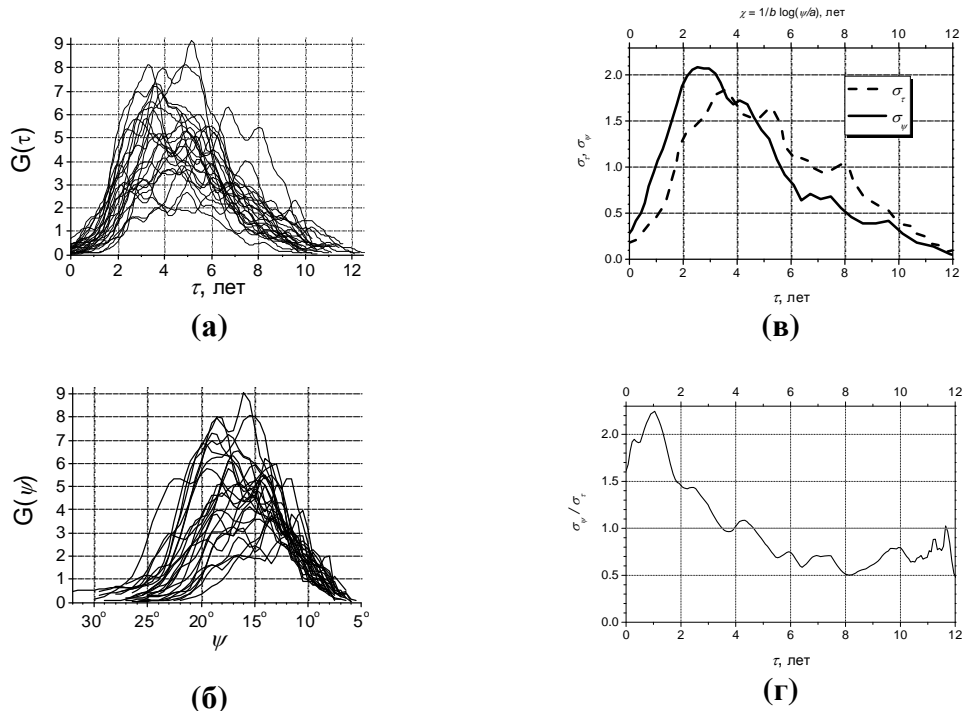


Рис. 1.

уравнения динамо для $A(\theta, t)$ и $B(\theta, t)$ имеют вид (см., например, [3, 4])

$$\frac{\partial B}{\partial t} = D(B) + R_\omega \frac{\partial(A \sin \theta)}{\partial \theta} - R_v \frac{\partial(v_\theta B)}{\partial \theta},$$

$$\frac{\partial A}{\partial t} = D(A) + \alpha B R_\alpha - R_v \frac{v_v}{\sin \theta} \frac{\partial(A \sin \theta)}{\partial \theta} + \delta S(\theta, t),$$

где оператор диффузии

$$D = \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{1}{\sin^2 \theta} - (kR)^2,$$

числа Рейнольдса

$$R_\alpha = \frac{\alpha_m R}{\eta}, \quad R_\omega = \frac{\omega' R}{\eta}, \quad R_v = \frac{v_m R}{\eta},$$

R – радиус сферической оболочки, η – конвективная вязкость, $\omega' = \partial\omega/\partial r$ – радиальный градиент угловой скорости, $\alpha = \cos \theta$ и $v_\theta \sin 2\theta$ – нормированные профили альфа-эффекта и меридиональной скорости, α_m и v_m – максимальные значения этих же величин, $\delta S(\theta, t)$ – источник потенциала полоидального поля.

Уровню пятнообразования в данной модели естественно сопоставить напряженность тороидального поля b заданного знака, уровню активности – $\langle b \rangle$, усреднённую по полушарию, а СШП – широту φ , взвешенную с весом $|b|$. Для вариации амплитуды цикла мы введём в уравнения периодические изменения некоторого параметра с периодом, на порядок большим, чем период цикла. В качестве такого параметра мы будем использовать либо источник S (тип модели VS), либо интенсивность α -эффекта α_m ($V\alpha$), либо меридиональную циркуляцию v_m (Vm).

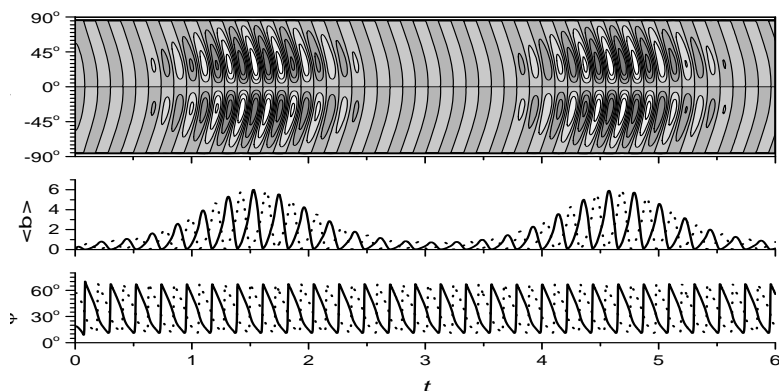


Рис. 2.

На рис. 2 для линейной модели типа VS изображена диаграмма «широта-время», а также зависимости $\langle b \rangle$ и φ от времени, а на рис. 3 – зависимость $\langle b \rangle$ от фаз цикла τ (а) и ψ (б), а также разбросов $\langle b \rangle$ для данных значений τ и ψ (в) и отношения этих разбросов (г) (эти панели по смыслу аналогичны соответствующим панелям рис. 1), а также зависимости φ от фазы цикла τ (д). Сравнивая рис. 1 и 3, мы видим, что для линейной модели, как и следовало ожидать, универсальность кривой СШП (R1) имеет место, а закономерность (R2) не выполняется.

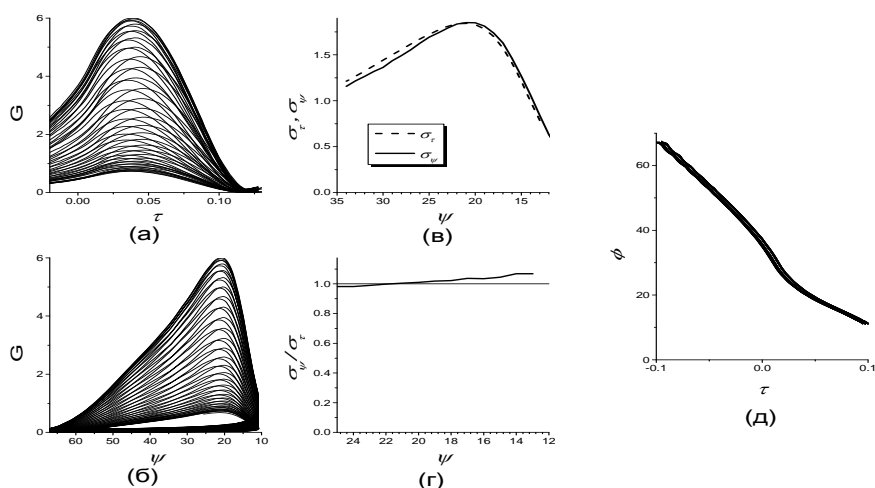


Рис. 3.

Рассмотрим модифицированные модели, в которые введена нелинейность, состоящая в том, что α -эффект подавлен магнитным полем. Будем исследовать два вида нелинейности: $\alpha_m = \alpha_{m0} \exp(-B/B_c)$ (модель αB) и $\alpha_m = \alpha_{m0} \exp(-A/A_c)$ (модель αA) для трёх типов моделей (VS, $V\alpha$, Vm). В Таблице 1 показаны результаты исследования разных вариантов моделей.

Таблица 1.

	VS	$V\alpha$	Vm
αB	R2	RW	R2
αA	R1, R2	R1, RW	R2
αA + плавучесть	R1, R2, RW	RW	R2

Ещё один эффект, который должен проявляться в соответствующей наблюдениям модели цикличности – правило Вальдмайера, т.е. антикорреляция между длиной фазы роста цикла и его амплитудой (RW). Из Таблицы 1 видно, что все три эффекта ни одна из проверенных нами шести моделей не обеспечивает.

Введём в модель ещё одну модификацию, предположив, что наблюдаемые в фотосфере поля связаны с полями, генерируемыми динамомеханизмом, «квазиступенчатой» функцией $B_{\text{obs}} = B \exp(-(B/B_{\text{byo}})^8)$. Таким способом обычно описывают ситуацию плавучести, когда силовые трубки тороидального поля начинают эффективно всплывать на поверхность, только если напряженность поля динамо B превышает критическую величину. Теперь оказывается, что модель « $VS+\alpha A$ +плавучесть» удовлетворяет всем нужным условиям, включая правило Вальдмайера (с коэффициентом корреляции $R = -0.6$). На рис. 4, аналогичном рис. 2, изображены характеристики этой модели.

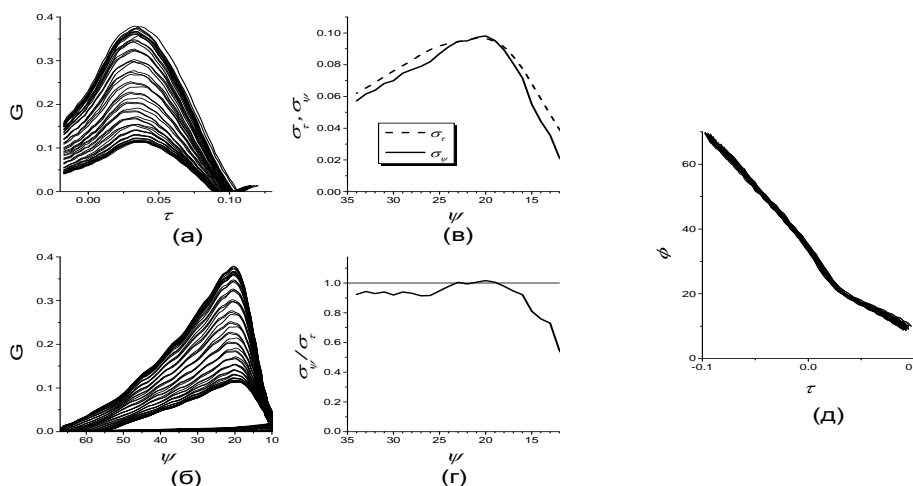


Рис. 4.

Таким образом, мы показали, что простая модель α - ω динамо в тонком сферическом слое способна описать наблюдаемые закономерности широтно-временного развития цикла активности: универсальность зависимости СШП от времени и связь между СШП и текущим уровнем активности на фазе спада цикла, а также правило Вальдмайера.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00277 и программами Президиума РАН № 21 и 22.

Литература

1. В.Г. Иванов, Е.В. Милецкий // Труды всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», с.51–54 (2012).
2. V.G. Ivanov and E.V. Miletsky // *Geomagnetism and Aeronomy*, V. 54, No. 7, p. 907–914 (2014).
3. D. Schmitt and M. Schüssler, *A&A*, V. 223, P. 343 (1989).
4. S.K. Solanki, T. Wenzler, and D. Schmitt // *A&A*, V. 483, P. 623 (2008).

**ОБ ИЗМЕНЕНИИ ХАРАКТЕРА СВЯЗИ
КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ
С СООТВЕТСТВУЮЩИМИ РЕНТГЕНОВСКИМИ ВСПЫШКАМИ
В ТЕЧЕНИЕ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

Иванов Е.В.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН
имени Н.В. Пушкова, г. Москва, г. Троицк, Калужское шоссе, д. 4*

E-mail: eivanov@izmiran.ru

**CYCLE VARIATIONS IN THE CHARACTER OF RELATIONSHIP
BETWEEN CORONAL MASS EJECTIONS AND THE RESPECTIVE
X-RAY FLARES DURING 11-YEAR CYCLE OF SOLAR ACTIVITY**

Ivanov E.V.

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk, Kaluzhskoe highway, b. 4

E-mail: eivanov@izmiran.ru

The relationship between coronal mass ejections (CME) and the respective X-ray flares has been studied for the time interval covering Cycle 23 and the beginning of Cycle 24 (1996-2013). It is shown that the energy difference between the CMEs and associated flares are larger at the decline of the solar cycle than in its rise phase. A similar relation is observed between the CME velocity (energy) and the effective solar multipole index that characterizes the typical size of elements of the system of large-scale solar magnetic fields. This suggests that at the minimum and rise of the 11-year cycle, CMEs are mostly associated with individual active regions, while at the maximum and in the declining phase, the CME energy is mostly determined by active region complexes.

В настоящее время представления о том, что солнечная вспышка и корональный выброс массы являются проявлением единого процесса генерации и выброса солнечного вещества подвергаются всё большим сомнениям. В ряде работ было показано, что возникновению наиболее мощных КВМ часто предшествует возникновение арочных систем в короне, связывающих между собой отдельные активные области, объединённые в комплекс активных областей. В свою очередь размеры этих комплексов и соответствующих арочных систем тесно связаны с характерными размерами элементов крупномасштабного магнитного поля Солнца (КМПС), изменяющихся в течение 11-летнего солнечного цикла. В более ранней нашей работе [1] была установлена высокая степень корреляции циклических изменений скорости (и соответственно энергии) КВМ с соответствующими изменениями индекса мультиплетности КМПС, характеризующего средние характерные размеры элементов КМПС. Определение индекса мультиплетности КМПС дано в работе [2]. С ростом этого индекса характерные размеры элементов структуры КМПС уменьшаются, а с уменьшением ин-

декса – растут. В данной работе исследуются изменения характера связи рентгеновского балла вспышки, характеризующего её энергию, со скоростью соответствующего КВМ, характеризующей кинетическую энергию КВМ, в течение 23-го и начала 24-го солнечных циклов. С этой целью использованы 3 каталога пар «солнечная вспышка – КВМ»: 1) каталог КВМ типа «гало» N.Gopalswamy (1997–2012 гг., 288 пар «вспышка–КВМ») (http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html), 2) каталог В. Ишкова (1997–2013 гг., 1031 пара «вспышка – КВМ») (http://www.wdcb.ru/stp/online_data.ru.html) и 3) каталог лимбовых вспышек и соответствующих КВМ S.Yashiro (личное сообщение, 1996–2005 гг., 496 пар «вспышка – КВМ»). Каталог В. Ишкова содержит наиболее полный список вспышек баллов М, X, каталог S.Yashiro – список лимбовых вспышек, локализованных на гелиодолготах, отстоящих более чем на 45° от центрального меридиана.

Как видно из Рис. 1, хотя с ростом рентгеновского балла вспышки скорость КВМ в среднем также растёт (скорее по квадратичному чем линейному закону) разброс соответствующих скоростей КВМ также растёт.



Рис. 1.

На Рис. 2 приведены циклические кривые изменений рентгеновского балла вспышки (тонкая линия) и соответствующей скорости КВМ (толстая линия) отдельно как для всех вспышек из каталогов Gopalswamy, Yashiro и Ишкова, так и отдельно для вспышек баллов В, С и баллов М, X за период 23-го и начала 24-го солнечного цикла. Приведены также кривые изменений рентгеновского балла вспышек и соответствующих скоростей КВМ для объединённого каталога Gopalswamy-Ишкова, содержащего более полный список наиболее мощных вспышек. Были использованы лишь те значения пар вспышка–КВМ, которые соответствовали наибольшей скорости КВМ за период, равный половине кэррингтоновского оборота (~ 13.5 суток) и затем строились кривые изменений значений балла вспышки и скорости КВМ, сглаженные за 5 кэррингтоновских оборотов (~ 4.5 месяца). На Рис. 3 приведены аналогичные кривые для циклических изменений значений индекса мультиплетности КМПС (тонкая линия) и скорости КВМ (толстая линия).

На этих рисунках хорошо заметны различия в поведении циклических кривых изменений значений баллов вспышек, скоростей КВМ и значений индекса мультиплетности КМПС на фазах роста и спада 11-летнего цикла

солнечной активности. Участкам кривых в периоды до 1997 и после 2004 гг., построенных по каталогу Yashiro, значительно отличающихся от соответствующих кривых, построенных по каталогам Gopalswamy и Ишкова, по-видимому, доверять не стоит. Им соответствует лишь незначительное число вспышек, да к тому же ещё и наблюдаемых вблизи солнечного лимба.

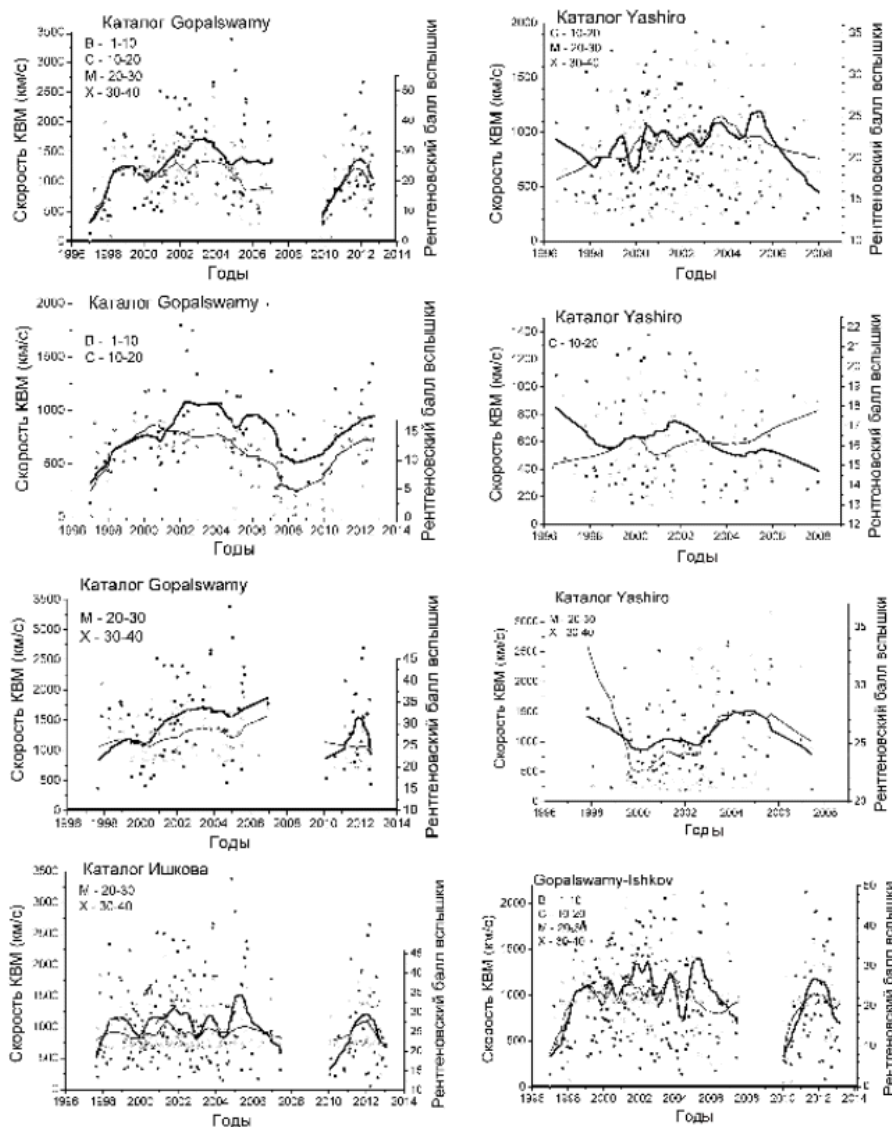


Рис. 2.

КМПС, ответственных за возникновение соответствующих комплексов активных областей.

Это свидетельствует о том, что на фазе спада 11-летнего цикла возникают условия, способствующие возникновению комплексов активных областей с соответствующими корональными арочными структурами, в которых, по-видимому, и накапливается энергия для последующих KBM. Поскольку вспышки являются более локальными чем KBM образованиями, возникающими в отдельных группах пятен (отдельных активных областях) энергия KBM, связанных с комплексами активных областей будет

Видно, что одним и тем же значениям рентгеновского балла вспышки на фазе спада 11-летнего солнечного цикла соответствуют большие значения скорости и энергии KBM, чем на фазе роста. Аналогичные изменения наблюдаются и в значениях скорости и энергии KBM по отношению к значениям индекса мультиплетности характеризующего характерные размеры структурных элементов

естественно выше энергии КВМ, возникающего в отдельной активной области при одной и той же энергии (балле) солнечной вспышки. Различие в

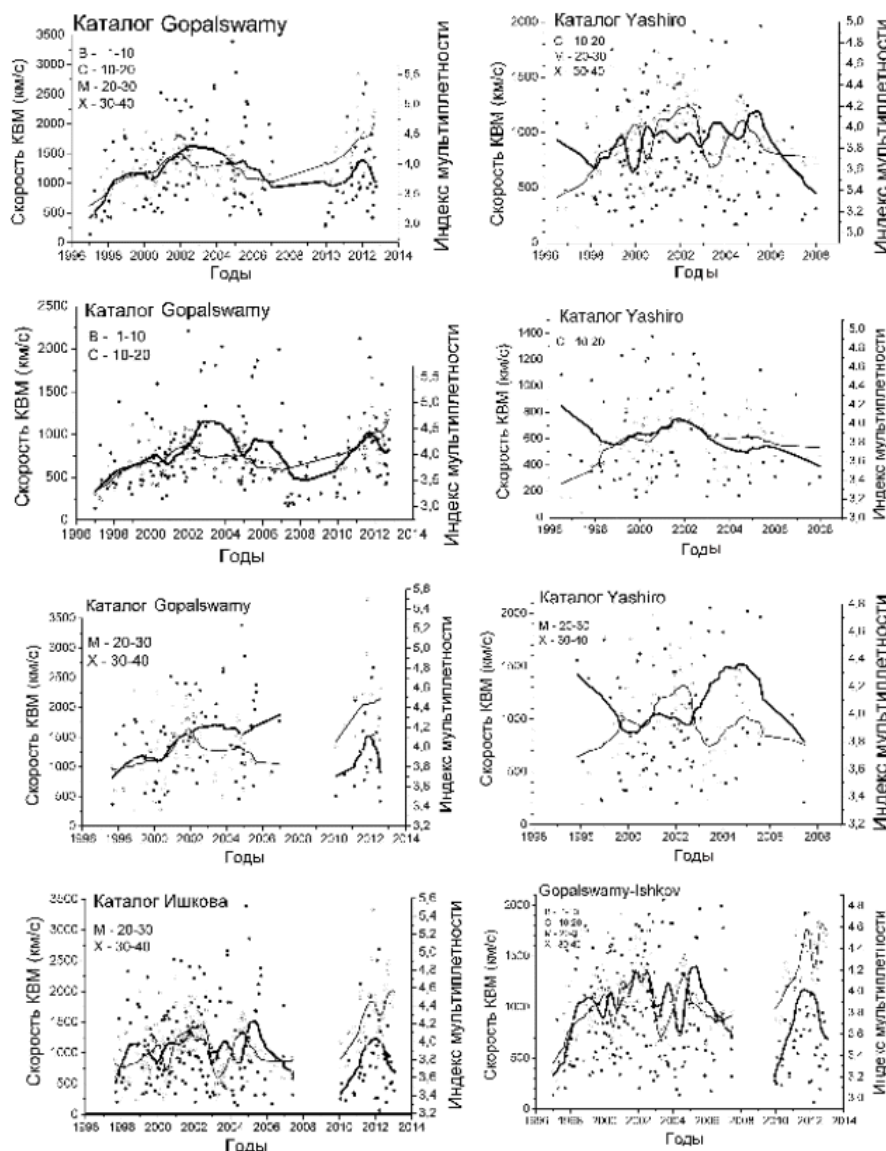


Рис. 3.

энергетике вспышек и соответствующих КВМ на различных фазах 11-летнего цикла наиболее заметна для относительно слабых вспышек (баллов В, С) и менее сильно выражена для вспышек баллов М, Х, которые, по-видимому, связаны с КВМ, возникающими в комплексах активных областей. Связь же изменений энергетики (скорости)

КВМ с изменениями структуры крупномасштабного магнитного поля наиболее явно выражена именно для наиболее энергичных КВМ, связанных со вспышками баллов М, Х.

В заключение хотелось бы выразить благодарность N. Gopalswamy, S. Yashiro и В. Ишкову за возможность использования подготовленных ими каталогов пар «вспышка-КВМ».

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 11-02-00259.

Литература

1. Е.В. Иванов, В.Н. Обридко, и Б.Д. Шельтинг, *Астрономический журнал*, 1997, 74, № 2, с. 273–277.
2. V.N. Obriдко, E.V. Ivanov, A. Özgüç, A. Kilcik, V.B. Yurchyshyn: 2012, *Solar Phys.*, vol. 281, p. 779–792.

ШИРОТНО-ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В 21–23 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ

Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

LATITUDE-TIME EVOLUTION OF CORONAL HOLES IN SOLAR CYCLES 21-23

Ikhsanov R.N., Tavastsherna K.S.

Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo

In this work we used a series of coronal holes (CHs), derived from observations in the HeI 10830 Å line made at the Kitt Peak observatory (from 1975 to 2003) and in the EUV 195 Å wavelength with SOHO/EIT (from 1996 to 2012 [1]).

It is shown that the behavior of CHs on phase I (period of rise and maximum 11-year cycle) and phase II (fall and minimum) are significantly different. The basic properties of the distribution of CHs in the aforesaid phases are discussed.

В предлагаемой работе мы продолжили исследование циклической эволюции корональных дыр (КД) на основе новой версии ряда КД, составленного Тлатовым, Тавастшерна, Васильевой [1]. Этот каталог получен по данным наблюдений обсерватории Китт-Пик за период 1975–2003 гг. в линии HeI 10830 Å и SOHO/EIT в линии FeXII 195 Å в период 1996–2012 гг., а также SOLIS в линии HeI 10830 Å в 2004–2012 гг.

Для проведения исследования КД (1975–2012) данные были рассмотрены отдельно для N и S-полушарий и разделены на низко- (0°–45°) и высокоширотные (45°–90°). Поскольку существенной характеристикой КД являются их площади, то КД были разделены по площадям на 3 группы: 1500–10000 мп, > 10000 и > 15000 мп. Отдельно для каждой из них за период 1975–2012 гг. построены широтно-временные распределения центров КД.

Далее рассмотрен временной ход площадей КД с усреднением за один Кэррингтоновский оборот с последующим сглаживанием по 7 оборотам. На приведенных рисунках вертикальными линиями отмечены границы фаз I и II в 11-летних циклах солнечной активности: фаза I охватывает участок подъема и максимума, фаза II- спад и минимум цикла [2, 3].

Как следует из рис. 1, центры КД с площадями > 10000 мп (светлые кружки – КД положительной полярности магнитного поля (МП), треугольники – отрицательной) образуют сгущения в виде полосок той или иной полярности, протянувшиеся от высоких широт до экватора. Так в 21-м цикле в N-полушарии с началом фазы I (1977,5 г.) центры КД положительной полярности опускаются в низкие широты и до конца фазы I (1983 г.) заполняют почти все пространство ниже 40° широты. В это же время, пе-

ред переполюсовкой МП в высоких широтах Солнца, с сороковых широт в высокие начинают подниматься центры КД отрицательной полярности, образуя ряд цепочек [4]. Затем, с началом фазы II подъем новых цепочек в высокие широты заканчивается, и происходит резкое опускание полосы центров КД отрицательной полярности вплоть до экватора, а вместе с тем на протяжении фазы II (1983–1987,5 гг.) в полярных областях, выше 60°, образуется изолированная горизонтальная ветвь КД. Затем на фазе I с началом 22-го цикла КД отрицательной полярности начинают узкой полосой опускаться из высоких широт в низкие.

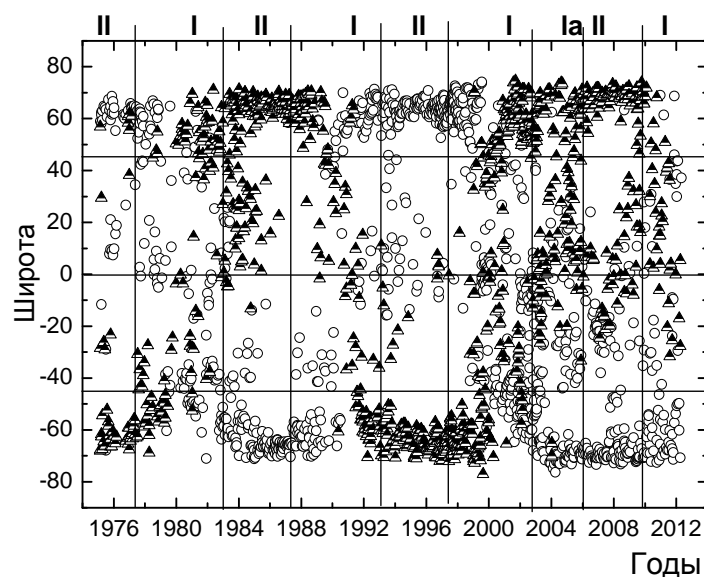


Рис. 1.

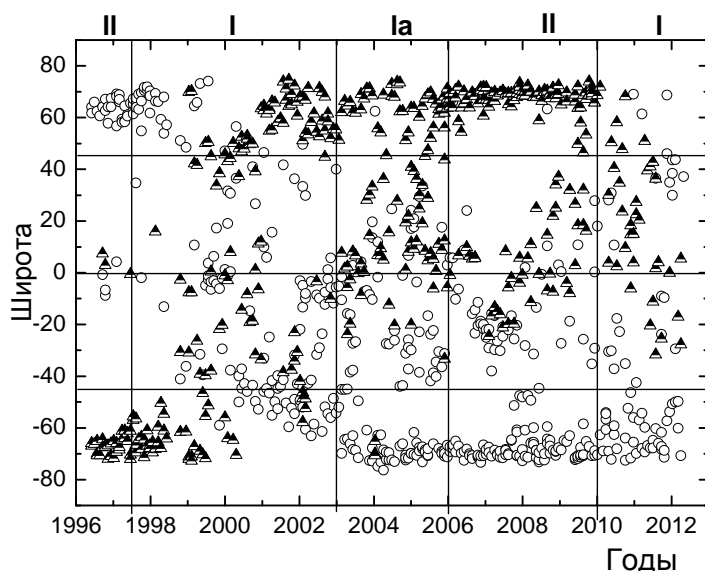


Рис. 2.

Рассмотренные 4-х этапные процессы эволюции больших КД повторяются с некоторыми вариациями и сменой полярности в N- и S- полушариях во всех 3 циклах (21–23). В совокупности для данной полярности они

образуют цепочку, подобную синусоиде, проходящей от одного полюса Солнца до другого. Цепочки КД разной полярности сдвинуты относительно друг друга на один 11-летний цикл так, что на протяжении одного цикла на высоких широтах имеют противоположные полярности.

Более сложная картина наблюдается в 23-м цикле. Ее особенностью является то, что ниже широты 40° , главным образом в S-полушарии и в приэкваториальной области, наблюдается множество КД. Как следует из рис. 2, на низких широтах заметна тенденция КД той и другой полярности собираться в скопления. Промежуток времени между соседними скоплениями составляет $\sim 2,4$ года.

Более простая картина наблюдается в N-полушарии, тем более что она похожа на эволюцию в 21-м цикле. Сравнение рис. 1 и 2 показывает, что в обоих циклах, стартуя приблизительно с 40-ой широты, начинают подниматься три цепочки центров КД, первая из которых появляется в момент переполюсовки МП. Четвертая полоса опускается к экватору, как уже выше отмечалось, в момент начала фазы II, образуя границу полярности на широтах ниже 40° .

Однако между картинками 21-го и 23-го циклов различие состоит в том, что между второй и третьей цепочками существует разрыв во времени, составляющий в 21-м цикле 1.1–1.3 года, а в 23-м 2.3–2.5 года. Этот пробел сдвигает фазу II в 23-м цикле приблизительно на 2.5–3.0 года, удлиняя на это время 23-й цикл. Из выше проведенного анализа эволюции крупных КД следует также, что все закономерности жестко связаны с фазой I и II.

Представляет интерес рассмотреть ход поведения КД в течение 11-летних циклов без необходимости знания их полярности МП.

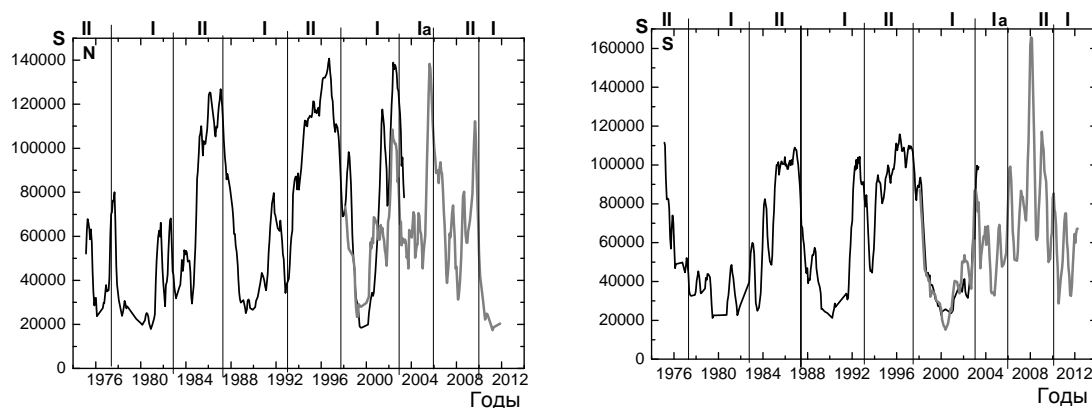


Рис. 3.

Как следует из диаграммы временного хода суммарных площадей больших КД (рис. 3), в 21–23-м циклах на фазе I наблюдается минимум КД. Три отмеченные выше в 21-м цикле цепочки КД в конце фазы I представлены в высоких широтах тремя небольшими пиками. На фазе II наблюдается максимум площадей КД, особенно в N-полушарии. По-

видимому, на фазе Ia в 23-м цикле этот максимум ожидался наибольшим среди обсуждаемых циклов, однако после некоторого его подъема в числе площадей КД (рис. 3) наблюдается глубокий провал продолжительностью в 3 года.

Как было показано в [5], это явление, по-видимому, результат активизации солнечной активности в этот промежуток времени, приводит к сдвигу фазы II примерно на те же три года и, соответственно, минимума 23-го цикла. В связи с этим представляет интерес провести сравнение временного хода площадей на рис. 3 с более мелкими КД на широтах ($<45^\circ$). Такое сравнение представлено на рис. 4, где отдельно для N- и S-полушарий приведен временной ход КД с площадями >10000 мдп (черная линия) для широт $>45^\circ$ и КД с площадями 1500–10000 мдп (серая) для $<45^\circ$. Площади последних увеличены в 10 раз. Из рис. 4 следует, что в 21-м и 22-м циклах отчетливо наблюдается антикорреляция между крупными высокоширотными КД и мелкими КД низких широт, особенно по крупным деталям.

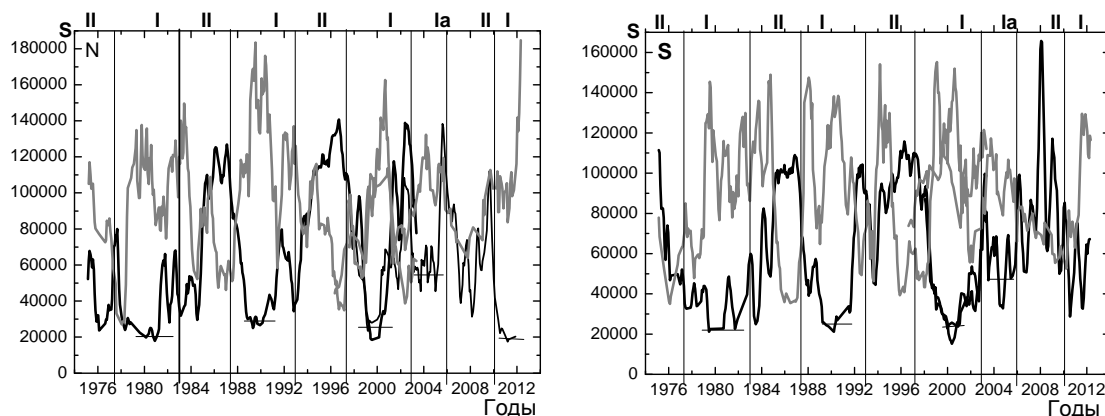


Рис. 4.

Более мелкие КД на фазе I, где в низких широтах наблюдается в это время высокая активность групп пятен, показывают повышение их числа, тем самым явно проявляется их связь с пятнами. Отметим еще, что в 23-м цикле на фазе Ia (2003–2006 гг.) наблюдалось значительное повышение суммарной площади низкоширотных мелких КД, что находится в антикорреляции с высокоширотными КД, подобно закономерности на фазе I в 21–24 циклах, но в несколько меньшем масштабе.

Литература

1. Tlatov A., Tavastsherna K., Vasil'eva V. // *Solar Phys.* 2014, V.289, P. 1349.
2. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // *Изв. ГАО*, 2002, № 216, с. 531.
3. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // *Тр. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011»*, СПб, Пулковское 2011, с. 47.
4. Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С. // *Тр. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012»*, СПб, Пулковское 2012, с. 67.
5. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Там же, с. 59.

ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ ПЕРЕХОДНЫХ ПЕРИОДОВ – СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШЕЧНЫЕ СУПЕРСОБЫТИЯ

Ишков В.Н.

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

FLARE ACTIVITY OF TRANSITION PERIOD SOLAR CYCLES – SOLAR FLARE SUPER-EVENTS

Ishkov V.N.

*Pushkov Institute of Terrestrial magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS,
Moscow, Troitsk*

On the reliable series of the Wolf numbers in front of each epoch “increased” and “lowered” solar activity (SA) occurs of the generation of magnetic field mode change in the spot-forming zone of the Sun, which leads to a fundamentally different picture of the sunspot group’s formation. During of the magnetic fields reconstruction period, which lasts 1 ± 0.5 solar cycle (SC), based on one reference solar cycle (SC), but are included the adjacent parts of neighboring SC, when the processes of regime change begin or continue. It should be noted that transition from “lowered” SA to start in SC preceding base SC (10 – 11 and 22 – 23), and the transition from “increased” to “lowered” – continued in the subsequent (17 – 18) SC. In the transition periods can appear the deviations from the observant rules and be occurrence, apparently, the most extreme flare events (27.08 – 2.09. 1859 – 10 SC; 1 – 15.06.1991 – 22 SC; 28.10 – 4.11. – 23 SC), including large and extreme SPE – of 10 recorded SPE 9 will take place in SC 22 and 23.

1. В рамках уже реализованной последовательности достоверных циклов солнечной активности (СА) наиболее интересными представляются переходные периоды, между эпохами «пониженной» и «повышенной» СА [1], когда происходит смена режима пятнообразовательной активности, т.е. меняется режим генерации магнитного поля в солнечной конвективной зоне. Длительность этих периодов составляет 1 ± 0.5 солнечного цикла (СЦ), причём один цикл является базовым (**11, 17, 23**). Такую реконструкцию, по-видимому, можно было наблюдать в СЦ 10–11, когда магнитные поля конвективной зоны изменились к режиму «пониженной» СА. В циклах 17–18 произошла перестройка магнитных полей к эпохе «повышенной» СА. Второй период перехода солнечных магнитных полей к режиму «пониженной» СА, осуществился с фазы максимума 22 цикла и до конца 23. Начавшиеся космические исследования Солнца, впервые позволили детально изучить поведение Солнца в этот переходной период. Принципиальное различие этих эпох вытекает из рис. 1, который прямо указывает на два различных режима генерации магнитных полей зоне пятнообразования.

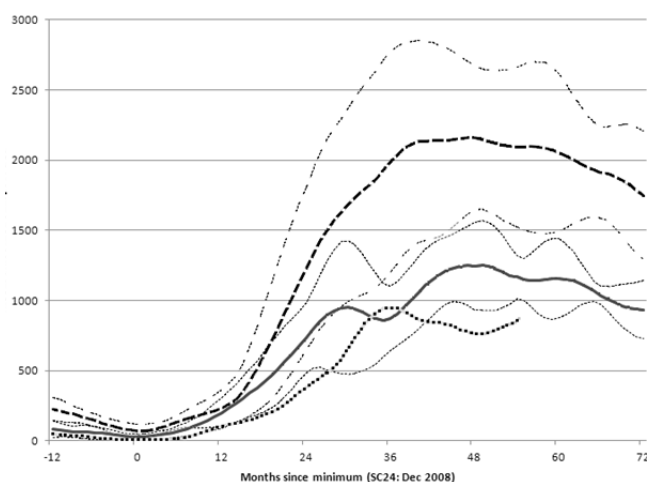


Рис. 1. Сглаженные усреднённые площади групп пятен для эпохи «повышенной СА (штриховая кривая) и для эпохи «пониженной» СА (сплошная) с соответствующими границами разброса данных. Первая кривая включает в себя и переходные циклы (17 и 23), которые несколько уменьшают величины площадей эпохи «повышенной» СА. Точками выделен текущий 24 СЦ [2].

В таблице 1 приведены основные параметры СЦ переходных периодов. Первый такой период, по-видимому, можно было наблюдать в цикле 11 (мало данных), когда произошла перестройка к режиму первой достоверной эпохи «пониженной» СА. В СЦ 17 осуществилась перестройка магнитных полей к эпохе «повышенной» СА и, как возможное её следствие, на фазе роста 18 СЦ впервые и единственный раз за всю историю наблюдений СА, появились группы пятен гигантских площадей ($\sim 4 - 6 \cdot 10^3$ м.д.п.). Второй переходной период к эпохе «пониженной» СА начался с максимума 22 и по конец 23 циклов.

Таблица 1. Солнечные циклы достоверных периодов перестройки СА.

N	T_0	W_m^*	T_M	T_e	W_M^*	$T_{Y\uparrow}$	$T_{Y\downarrow}$	T_Y	$T1_m$	$T2_m$	Sp_{less}
10	1855XII	3.2	1860 II	1867 II	97.9	4.17	7.25	11.42	38 ^m	34 ^m	402
11	1867III	5.2	1870VIII	1878 XI	140.5	3.42	8.50	11.92	34^m	65^m	1025
16	1923VIII	5.6	1928 IV	1933VIII	78.1	4.7	5.6	10.3	48 ^m	54 ^m	666
17	1933IX	3.4	1937 IV	1944 I	119.2	3.6	6.9	10.5	54^m	33^m	262
22	1986IX	12.3	1989 VII	1996 V	158.1	2.9	6.7	9.6	33 ^m	40 ^m	308
23	1996VI	8.0	2000 IV	2008 XII	120.7	3.8	8.9	12.7	40^m	68^m	821

T_0 – начало СЦ; W_m^* – начальное значение сглаженных чисел Вольфа; T_M – время максимума СЦ; W_M^* – максимальное значение сглаженных чисел Вольфа; $T_{Y\uparrow}$ – длительность ветви роста в годах; $T_{Y\downarrow}$ – длительность ветви спада в годах; T_Y – длительность СЦ в годах; $T1_m, T2_m$ – длина фазы минимума перед и после данного СЦ в месяцах; Sp_{less} – количество беспятенных дней в соответствующих фазах минимумов.

2. Наиболее вероятными признаками такой перестройки в 22 и 23 СЦ стали: – появление на фазе роста и в максимуме 22 СЦ больших вспышечно-активных групп пятен на высоких широтах ($\geq 35^\circ$); – реализация наиболее мощных солнечных вспышек в фазе максимума; – полное отсутствие вспышек рентгеновского балла X после октября 1992 г.; – единственный в достоверном ряду случай нарушения правила Гневывшева-Оля; – падение

напряжённости магнитного поля в тенях пятен в 2000–2012 г. из-за значительно возросшего количества малых солнечных групп пятен [3]. Этот процесс представляется прямым отражением смены режима генерации магнитных полей в конвективной зоне Солнца. В обоих переходных периодах к «пониженной» солнечной активности наблюдались сильно затянутые ветви спада (8.5 и 8.9 лет) и количество беспятенных дней вокруг фазы минимума резко увеличилось и составило 1025^d (циклы 11–12) и 821^d (23–24). Перед эпохой «повышенной» солнечной активности этот параметр резко уменьшился – 262^d (циклы 17–18).

3. Исследования солнечных протонных событий (СПС) начались в эпоху «повышенной» СА и охватили практически 5 СЦ. Был создан однородный ряд каталогов СПС для частиц с потоком 1 pfu с энергией >10 МэВ под редакцией Ю.И. Логачёва [4], который охватил все СПС за 20 (частично), 21 – 23 СЦ.

В таблице 2 приведены данные о количестве достоверных СПС в солнечных циклах, из которой следует, что количество протонных событий низкими потоками остаётся примерно одинаковым для СЦ внутри эпохи "повышенной" СА. Для СПС с потоком протонов больше 10 pfu явно просматривается разница с СПС периода перестройки магнитных полей в 22 – 23 солнечных циклах.

Таблица 2. Сравнение протонной активности в 19–23 СЦ.

№ SC	ΔT_{SC}	SPE number for SC		
		≥ 1 pfu	≥ 10 pfu	GLE
19	10.42	$>127^*$	$>34^*$	10^*
20	11.83	144	50	13
21	10.25	146	58	12
22	9.58	127	73	15
23	12.7	142	93	16
24*	5.6*	29	26	2

Большинство солнечных протонных событий с очень большими и экстремальными (10^3 – 10^4 pfu) потоками протонов осуществились именно в 22–23 СЦ. Нужно отметить и повышенное количество вспышек в космических лучах (GLE-событий) именно в данный переходной период. 12 событий, из них пять экстремальные. Кроме того надо отметить, что большинство СПС с потоком про-

тонов $> 3 \cdot 10^3$ pfu. ($E > 10$ MeV) тоже осуществились в СЦ переходного периода [5]. В выборку вошли 12 СПС, из них 5 экстремальные.

4. Изучение геоэффективных вспышечных событий и их воздействий на околоземное космическое пространство показывает, что практически все кандидаты в солнечные вспышечные суперсобытия (VIII–IX 1859 г. – в 10 СЦ; VI 1991 г. – в 22; X – XI 2003 г. – в 23) осуществились именно в переходные периоды. Стало понятно, что в случае перехода в режим «пониженной» СА к базовому солнечному циклу прибавляется значимая часть предыдущего цикла (10–11 и 22–23), а в случае перехода к «повышенной» СА – последующего 17–18. Именно на ветви роста и в максимуме 18 СЦ единственный раз наблюдали на видимом диске Солнца сверхгигантские

группы пятен. Большинство СПС с очень большими и экстремальными ($10^3 - 10^4$ pfu) потоками протонов осуществились именно в 22–23 СЦ. В этот же период отмечено и повышенное количество вспышек в космических лучах (GLE-событий). Анализ всех доступных достоверных наблюдений групп солнечных пятен, отдельных наблюдений солнечных вспышечных событий, SSC и Aa-индекса позволяет сделать вывод о росте общего числа мощных вспышечных событий в рассматриваемые переходные периоды.

5. Переходные периоды между эпохами солнечной активности являются важнейшей составляющей сценария солнечной цикличности, который реализуется на Солнце в настоящий период его развития. Смена режима генерации магнитного поля в зоне пятнообразования оказывает существенное влияние на СА, давая возможность осуществления наиболее мощных её выражений: вспышки очень больших магнитных потоков, которые при эволюционных скоростях вспышки ($10^7 - 10^8$ Вб/с) обеспечивают появление гигантских по площади относительно спокойных групп солнечных пятен, а при скоростях $>10^9$ Вб/с обеспечивают наиболее мощные вспышечные события, такие как суперсобытия VIII–IX 1859 г., VI 1991 г. и X–XI 2003 г. Динамические изменения приповерхностного магнитного поля создают преимущественные условия для выхода очень больших и экстремальных по потокам и энергиям (GLE-события) солнечных протонов.

Литература

1. *Ишков В.Н.* Периоды «пониженной» и «повышенной» СА: наблюдательные особенности и ключевые факты // Сб. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», под ред. Ю.А. Наговицына, Изд. ВВМ, СПб, 2013, с. 111–114, http://www.gao.spb.ru/russian/publ-s/conf_2013/conf_2013.pdf
2. Janssens, J., Big, Super and Giant Sunspot groups // VVS/Belgian Solar Section 2014, <http://users.telenet.be/j.janssens/SC24web/SC24.html>
3. *Nagovitsyn, Y.A., Pevtsov, A.A., Livingston, W.C.* On a Possible Explanation of the Long-term Decrease in Sunspot Field Strength // *Astroph. J. Let.* 2012. 758:L20.
4. СПС 1970–2010, <http://www.wdcb.ru/stp/data/PRCATFINAL/>
5. *Ishkov V.N.* Complex Active Regions as the Main Source of Extreme and Large Solar Proton Events // *Geomag. and Aeronomy*, 2013, 53, 8, p. 971–976.

ПАРАМЕТРЫ ПЛАЗМЫ АКТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА 29 МАРТА 2006 ГОДА, ОПРЕДЕЛЕННЫЕ ПО УФ ЗАТМЕННОМУ СПЕКТРУ

Калинин А.А.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

THE PLASMA PARAMETERS OF ACTIVE PROMINENCE 29 MARCH 2006 YEAR, DERIVED FROM UV ECLIPSE SPECTRA

Kalinin A.A.

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

Plasma physical parameters in the 26 march 2006 year prominence are determined. Previous modeling of the prominence structures in the H and K CaII and hydrogen H ϵ lines is supplemented with the consideration of Thomson scattering on free electrons in continuum. Derived from the added diagnostical diagrams temperature, pressure and electron density indicate the more porous structure of the prominence body.

Экспедицией АО УрГУ получены спектры петельных структур протуберанца в области H и K CaII и широкополосные снимки солнечной короны в линиях 530.3 и 637.4 нм во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года. Экспедиция базировалась на ГАС ГАО РАН. Оборудование включало экспедиционный телескоп АЦУ-23 (диаметр зеркал 225 мм) с часовым ведением и монохроматор УМ-2 (дисперсия в области 3900 Å 0.41 Å/пикс, размер изображения Солнца на щели 4 см, в одном бинированном пикселе вдоль щели 455 км) с регистрацией спектра на ПЗС StarLight SXV-H9. Для выбора объектов анализировались H α карты ГАС ГАО РАН. Наблюдались линии H и K CaII. Получены также калибровочные снимки до и после полной фазы – темновые кадры и для исправления за плоское поле – спектры центра диска, во время экспозиции которых солнце сдвигалось тонким движением, чтобы усреднить хромосферную сетку и возможную активность. Предварительная обработка и анализ кадра 209, содержащего спектр протуберанца в самом начале полной фазы (UT = 5^h14^m17^s) описаны в [2].

Для съемки был выбран яркий протуберанец на западном краю диска (фактически на экваторе), и наведение после начала затмения производилось по максимальной яркости спектра. Примерное положение щели во время съемки спектра восстановлено по зарисовкам. К сожалению, точность восстановления расположения щели невелика, но можно сказать, что она пересекает южную часть петли протуберанца. В момент съемки протуберанец уже уходил за край Солнца, и на снимках обсерватории Медон в 18^h04^m UT 29.03.2006 он уже не виден.

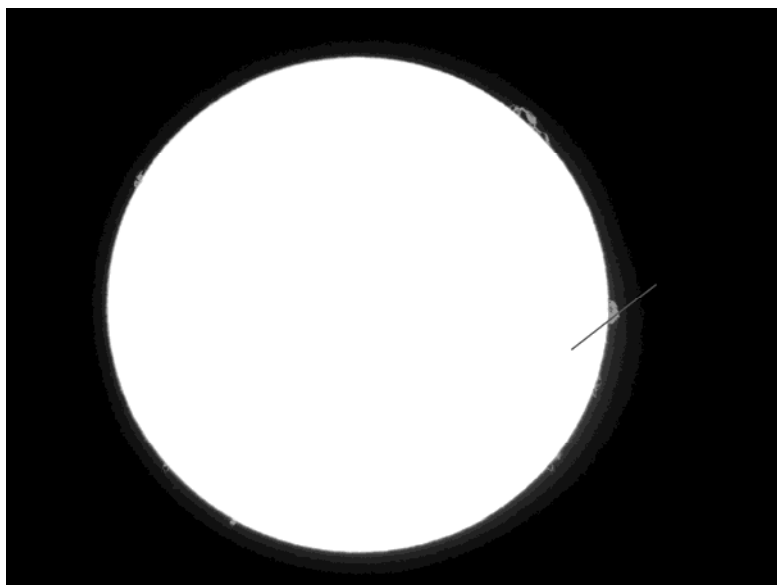


Рис. 1. Примерное положение щели при съемке спектра (На, Давыдов В.В., 28.03.06, см. текст).

Линии (рис. 2) имеют характерный вид наклонных бочек, с раздвоенным концом в направлении Солнца. Максимальный доплеровский сдвиг между основанием и вершиной достигает 120 км/с. Вертикальная протяженность наблюдавшейся структуры 27 300 км. Такой вид спектра характерен для вращающихся цилиндров или спиралей (внутри вещество движется по спирали), когда щель пересекает их под углом (см. например [1]). Возможно также наложение петель, в которых течет вещество. Таким образом, наблюдаемые профили дают пример активной петельной структуры с большим градиентом скорости. При анализе данного спектра использованы следующие соображения.

- Нет самообращения – вероятно вращение, а не расширение.
- Мало разрешение по λ – используем интенсивности, не профили.
- Ранее показано, что вращение слабо влияет на интенсивности – можно использовать результаты для плоского слоя (см. [6, 7]).
- Линии H K CaII в спектре Солнца широки – движения мало влияют на входящее в протуберанец излучение.

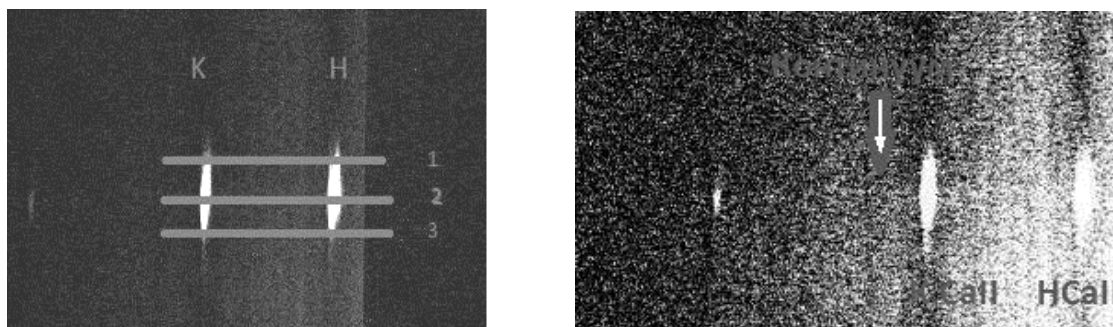


Рис. 2. Спектр протуберанца и положение разрезов вдоль дисперсии. На правом рисунке стрелкой указано положение полоски континуума.

Для 3 разрезов (см. рис. 2) ранее в работе [2] получено: в разрезе 2 температура 4000 К и давление 0.5 дин/см², а в разрезах 1 и 3 температура выше 5000 К при том же давлении.

На исходном спектре в области максимальной интенсивности свечения протуберанца (разрез № 2 на рис.2) угадывается слабая полоска непрерывного спектра. Применение высокочастотного фурье-фильтра в коротковолновой части спектра вблизи линии К CaII в совокупности с усреднением вдоль дисперсии на участке 2.3 нм позволило получить интенсивность непрерывного спектра с превышением 3σ над уровнем фона. Используя известную методику определения электронной концентрации по томсоновскому рассеянию на свободных электронах [3] получаем значение $n_e = (9 \pm 3) \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

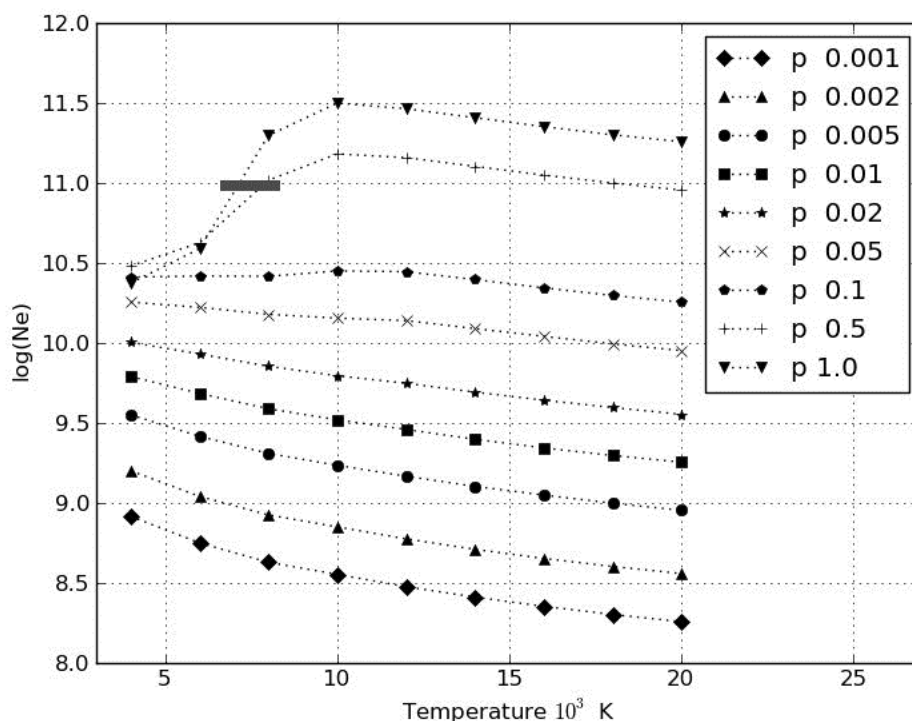


Рис. 3. Зависимость $\log_{10} n_e$ от температуры при разных давлениях. Геометрическая толщина слоя 500 км. Значения давления (дин/см²) приведены на врезке. Значение для разреза 2 обозначено жирной линией.

По методике [4] рассчитана (см. рис. 3) диагностическая диаграмма ($\log_{10} n_e$, T, P_{gas}) для набора моделей протуберанцев, применявшихся для анализа физических условий в исследуемом протуберанце в работе [2]. Полученное значение n_e неплохо коррелирует с большим значением общего газового давления, полученного в разрезе 2 по линиям кальция. Однако степень ионизации водорода при таком n_e должна быть высока, что не согласуется с низкой кинетической температурой. Одной из причин этого расхождения может быть недоучет тонкой структуры протуберанца, приводящей к более низким по сравнению с однородными моделями темпера-

турам при одинаковой ионизации (проникновение ионизирующего УФ излучения в тело протуберанца). Такие относительно низкие температуры получены в [5]. Возможно также быстрое динамическое охлаждение в расширяющейся магнитной трубке тела протуберанца.

В дальнейшем необходимо изучить влияние вращения на интенсивности в крыльях линии $\text{Ly}\beta$, определяющих ионизацию кальция, что требует отказа от модели полного перераспределения в частотах линий, использованного в [6, 7].

Работа была выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ (проект номер 3.1781.2014/К)

Литература

1. *Rompolt B.* Rotational motions in fine solar structures, Wrocław, 1975.
2. *А.А. Калинин, С.Ю. Горда, В.В. Крушинский, А.А. Попов.* Линии H и K CaII в затменном спектре солнечного протуберанца 29 марта 2006 года // Труды всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца “Солнечная и солнечно-земная физика 2012”, 24–28 сентября 2012 г., Санкт-Петербург, ГАО РАН, 2012, с. 235–238.
3. *S. Jecic, P. Heinzel.* Electron Densities in Quiescent Prominences Derived from Eclipse Observations // *Solar Phys.*, 2009, vol. 254, pp. 89–100.
4. *A.A. Kalinin.* Hydrogen and calcium lines in solar prominence spectra // *Geomagn. Aeron.*, 2012, vol. 52, No. 8, pp. 1050–1054.
5. *S. Gunár, P. Mein, B. Schmieder, P. Heinzel, N. Mein.* Dynamics of quiescent prominence fine structures analyzed by 2D non-LTE modelling of the H α line // *Astron. Astrophys.*, 2012, vol. 543, A93, pp. 1–15.
6. *А.А. Калинин.* Влияние вращения и расширения на профили водородных линий в цилиндрических протуберанцах: расчет методом Монте-Карло с улучшенной сходимостью // Труды конференции “Структура и динамика солнечной короны”, Троицк, 4–8 октября 1999 г., с. 259–264.
7. *Gouttebroze P.* Radiative transfer in cylindrical threads with incident radiation V. 2D transfer with 3D velocity fields // *Astron. Astrophys.*, 2008, vol. 487, pp.805–813.

ЭВОЛЮЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ M1.1 ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600

Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., Тохчукова С.Х.
Специальная астрофизическая обсерватория, Санкт-Петербург

EVOLUTION OF MICROWAVE EMISSION OF AN M1.1 FLARE BY RATAN-600 OBSERVATIONS

Kaltman T.I., Korzhavin A.N., Tokhchukova, S.Kh.
SPb branch of Special astrophysical observatory, Russia

A strong, sharp increase of microwave emission of AR 11977 was registered on February, 16, 2014 in multi azimuths observations with RATAN-600 in 3 - 18.2 GHz frequency range. The obtained data were used to study the evolution of spatial and spectral polarization characteristics of the source during the burst.

The burst accompanied a M1.1 flare lasting from 09:20 till 09:29UT as registered by GOES, with impulsive increase of intensity within the first 2 minutes and with maximum at 09:26UT. Increase of intensity was also observed at the white light and ultraviolet range.

31 one-dimensional images of the Sun were obtained with RATAN-600 in passage regime from 7:24 to 11:30UT (with 8 minutes cadence), including the one at the local meridian at 9:27 UT which was near the second maximum of the radio burst. The maximal flux registered from the active region was 75 sfu at the frequency 7.7 GHz. At the high frequency part of the spectrum the flux increased 25-30 times at the maximum phase of the burst and reached 25 sfu while at the low frequencies the flux increased by a factor of 5 to 10.

The intensity scans of the source at several wavelengths were compared with magnetograms from HMI before and during the burst. No significant changes in the structure of the magnetic fields at the photosphere during the radio burst were detected. The location of the radio source was located at the eastern foot of the flaring loop near the western edge of the active region, as it was determined by comparison with AIA UV images.

Введение

Режим многоазимутальных наблюдений на РАТАН-600 позволяет исследовать временные, спектральные и пространственные изменения в солнечном микроволновом излучении [1]. Различные особенности излучения вспышечных активных областей по данным РАТАН-600, в их предвсплесковой и всплесковой фазе, а также диагностированные по их наблюдательным характеристикам физические параметры излучающей плазмы были описаны в целом ряде работ [2–7 и др.]. Однако общее число зарегистрированных событий на фазе импульсного всплеска остается относительно невелико из-за пассажного устройства инструмента, к тому же исследование каждого из этих событий требует тщательной ручной обработки

Данные наблюдений всплеска

Резкое возрастание микроволнового излучения активной области 11977 было зарегистрировано 16.02.2014 во время многоазимутальных

наблюдений на РАТАН-600. По результатам наблюдений была проанализирована эволюция пространственных и спектрально-поляризационных характеристик источника всплеска в диапазоне от 3 до 18.2 ГГц.

Всплеск сопровождал рентгеновскую вспышку M1.1, которая длилась с 09:20 до 09:29UT по данным GOES, с быстрым ростом потока в первые 2 минуты и главным максимумом в 09:26UT. Повышенное излучение также наблюдалось в белом свете и ультрафиолетовом диапазоне (SDO).

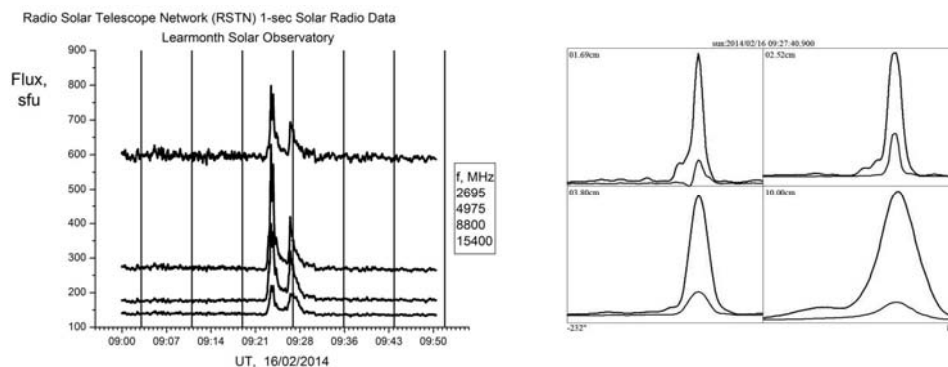


Рис. 1.

16 февраля 2014 г. в период с 7:24 до 11:30UT на РАТАН-600 было проведено 31 наблюдение с шагом 8 минут, в том числе регистрация в меридиане оказалась вблизи второго пика всплеска в 9:27. На Рис. 1 слева показаны временные профили микроволнового излучения по данным патрульной станции Learmonth (Австралия), вертикальными линиями отмечены моменты наблюдений на РАТАН-600. Справа показаны сканы полного и поляризованного излучения на 4 длинах волн в момент всплеска. Измеренная по этим сканам степень поляризации составила 40% на длине волны 2.5 см, на 1.7 и 10.0 см соответственно 13 и 18%

Зарегистрированный максимум потока излучения на 7.7 ГГц достиг 75 с.е.п. (Рис. 2, слева) по данным РАТАН-600. Поток в коротковолновой части спектра возрос в 25–30 раз до 25 с.е.п. (в длинноволновой части в 5–10 раз) вблизи максимальной фазы всплеска. Рядом показаны спектры, построенные по 4 частотам согласно станции Learmonth для близких моментов времени. По абсолютной величине потока и наклону спектра они вполне согласуются с данными РАТАН-600. После максимума всплеска значения потока во всем диапазоне 3–18 ГГц вернулись к предвсплесковому уровню (Рис. 2, справа), как и пространственная структура излучения АО.

Сопоставление с данными SDO HMI и AIA

На рис. 3 сканы интенсивности левополяризованного излучения АО 11977 на волнах 15.0, 9.7, 6.8 и 3.4 ГГц (РАТАН-600) наложены на одновременное изображение магнитного поля по измерениям HMI на момент до всплеска (слева) и во время всплеска (справа). Данное сопоставление показало отсутствие значительных изменений в структуре магнитного поля на уровне фотосферы под источником микроволнового всплеска.

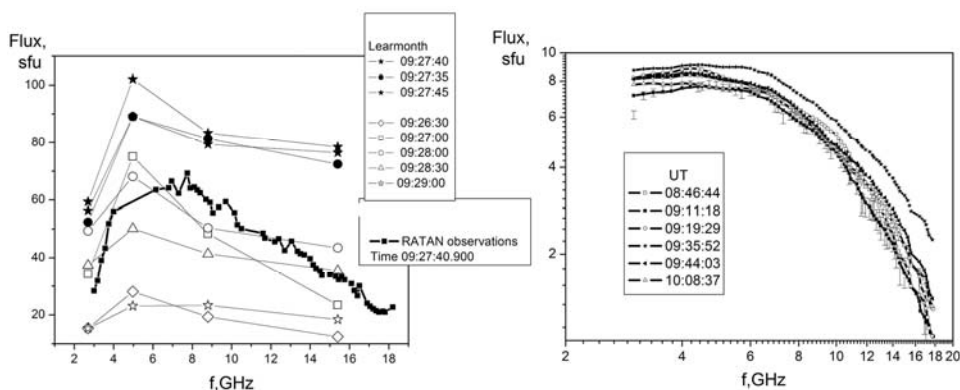


Рис. 2.

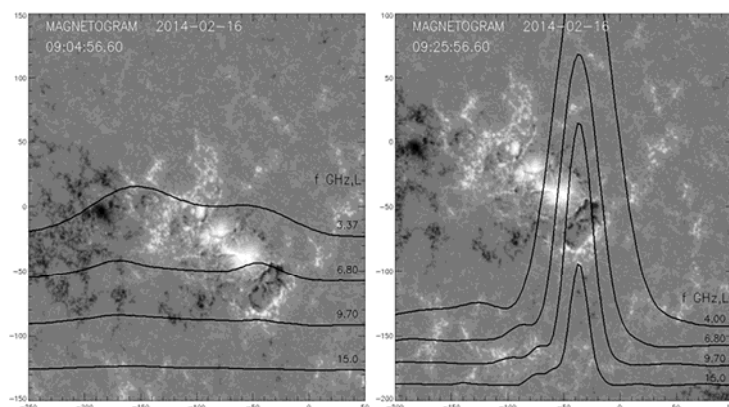


Рис. 3.

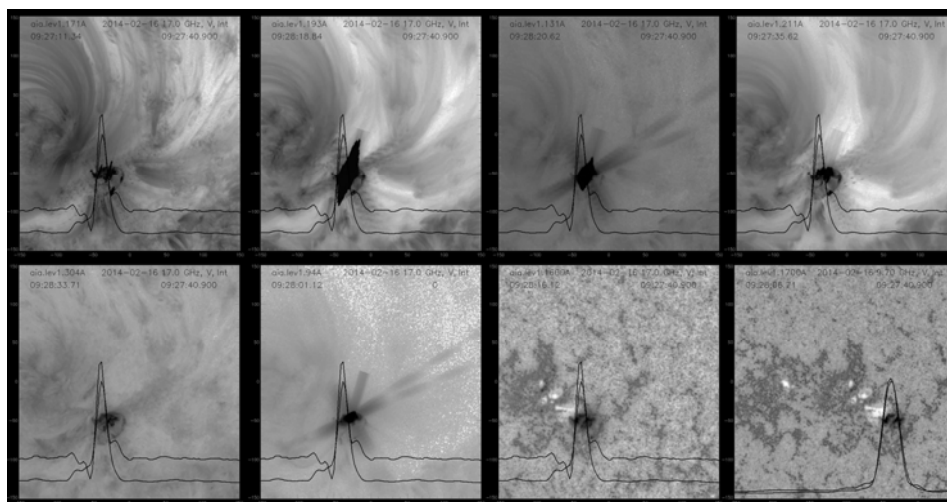


Рис. 4.

На рис. 4 показаны карты АО 11977 в ультрафиолетовом диапазоне, полученные по данным AIA (изображение инвертировано, темные тона соответствуют более сильному излучению). На них наложены сканы полного и поляризованного излучения на частоте 17 ГГц (РАТАН-600). Отождествление показало, что источник микроволнового всплеска находится вблизи восточной ноги вспянутой петли, на западном краю активной области. По размеру (с учетом диаграммы направленности) микроволновый источник примерно в 2 раза уже уярчения в ультрафиолетовом диапазоне.

Оценка яркостных температур

Измеренные размеры источника в правополяризованном излучении в момент всплеска, по наблюдениям на РАТАН-600 оценены в пределах 5–10 угл. сек. (Рис. 5, слева), с учетом того, что на спаде интенсивности размеры источника при прохождении ДНА занижаются.

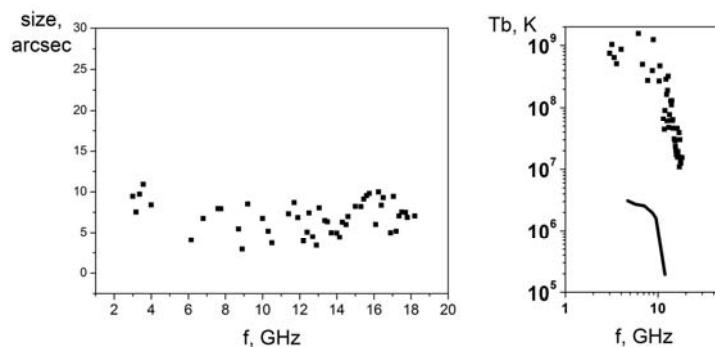


Рис. 5.

Высокие яркостные температуры источника в момент всплеска 09:27UT на Рис. 5 справа (квадраты) указывают на нетепловое происхождение излучения, линией показан спектр яркостных температур в 8:45 UT.

Дискуссия

Источник рассмотренного микроволнового всплеска 16.02.2014 г. в 9:27UT располагался в области дельта-конфигурации магнитного поля, предположительно в ноге вспышечной петли. При размерах 5–10 угл. сек. он имел яркостную температуру 10^9 К. Возможно, существенный вклад в его гиротронное излучение дали ускоренные во вспышке хромосферные электроны, заполнившие вспышечную петлю. Затем часть электронов покинула область микроволнового излучения через конус потерь, вызвав всплески в короне, наблюдавшиеся в дециметровом (по данным обсерватории Ondrejov), метровом (e-CALLISTO) и дециметровом (Nancay) диапазонах. Оставшиеся электроны термализовались в окружающей плазме АО, что проявилось в быстро спадающем уровне микроволнового излучения (РАТАН-600), при этом структура АО вернулась к предвсплесковому состоянию. К сожалению, данные RHESSI отсутствуют на момент максимума всплеска. В дальнейшем планируется сопоставить данные РАТАН-600 с данными в рентгене по этой или подобным вспышкам для оценки уровня вклада тепловых и нетепловых электронов и сравнения их энергетического спектра в микроволновом и в рентгеновском диапазонах.

Литература

1. Bogod V.M. // Astr. Bull., 2011, V. 66, pp.190–204.
2. Bogod V.M., Tokhchukova S. Kh. // Cosmic Research, 2006, V. 44, No. 6, pp.506–519.
3. Kashapova, L.K. et al. // Central European Astr. Bull., 2013, V. 37, p. 573–583.
4. Kaltman, T.I.; Korzhavin, A.N.; Peterova, N.G. // 1996, Bull. of RAS, Physics, V.60, No. 8, p. 1304–1314.
5. Mendoza-Torres, J.E.; Korzhavin, A.N. // 1992. Бюлл. Солн. данные, № 12, p. 59–67.
6. Borovik, V.N.; Vatrushin, S.M.; Korzhavin, A.N. // 1991, Bull. SAO, V. 28, 118–126.
7. Bogod, V.M. et al. // 1990, Solar Physics, V. 129, p. 351–361.

НАБЛЮДЕНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И СПЕКТРА МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 11734

**Кальтман Т.И.¹, Кочанов А.А.², Мышьяков И.И.²,
Максимов В.П.², Просовецкий Д.В.², Тохчукова С.Х.¹**

¹*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск*

SPATIAL DISTRIBUTION AND SPECTRUM OF MICROWAVE RADIO EMISSION OF ACTIVE REGION NOAA 11734: OBSERVATIONS VS SIMULATION

**Kaltman T.I.¹, Kochanov A.A.², Myshyakov I.I.²,
Maksimov V.P.², Prosovetsky D.V.², Tokhchukova S.H.¹**

¹*Special Astrophysical Observatory RAS, Saint-Petersburg*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk*

We present radio observations of the solar active region NOAA 11734 during 2013 May 2–5. The observations include SSRT maps in the Stokes I and V parameters at 5.7 GHz and RATAN spectra at 3–18 GHz. It is found that the radio emission of the tail sunspot is anomalously polarized up to 16 GHz in the sense of the ordinary mode. To explain the observational data we performed reconstruction of the magnetic field structure above the active region in the nonlinear force-free approximation as well as simulation of the free-free and gyroresonance radio emission. The results of our data analysis and calculations allow us to interpret the observed polarization feature as a result of the quasi-transverse propagation of microwaves in the complex magnetic field structure above the sunspot.

Введение

Сравнение моделей солнечного радиоизлучения с данными наблюдений служит хорошей проверкой представлений о свойствах солнечной атмосферы над источниками радиоизлучения. Конструируемые модели в значительной степени зависят от способа восстановления структуры магнитного поля в короне и задания пространственных распределений электронной концентрации и температуры плазмы. Критерием надежности результатов моделирования является их соответствие наблюдениям в широком диапазоне частот. Особый интерес представляют объекты солнечного радиоизлучения, в которых конфигурация магнитного поля и распределение плазмы обладают необычными свойствами. Примером могут являться источники радиоизлучения над нейтральной линией магнитного поля, источники с инверсией поляризации радиоизлучения в активных областях со сложной структурой.

В настоящей работе исследована активная область NOAA 11734, микроволновый источник над которой обнаружил аномальное поведение поляризации.

Данные наблюдений NOAA 11734

Активная область NOAA 11734 вышла из-за лимба 29 апреля 2013 г. Она состояла из головного пятна северной полярности, хвостового пятна южной полярности и ряда мелких пятен. Магнитный класс активной области $\beta\delta$. К 1 мая площадь АО достигла 560 м.д.п. и сохранялась такой до 6 мая. По наблюдениям ССРТ [1] и РАТАН-600 [2], с 2 по 5 мая источник менял свою форму, но источники над головным и хвостовым пятнами сохраняли правую круговую поляризацию. В то же время, согласно результатам статистических исследований [3], уже 2 – 3 мая источник над хвостовым пятном должен был сменить знак поляризации. В соответствии с магнитной полярностью хвостового пятна он должен иметь левую круговую поляризацию, отвечающую излучению необыкновенной моды. Основные наблюдаемые характеристики АО 11734 в диапазоне частот 3–18 ГГц по данным РАТАН-600 и на частоте 5.7 ГГц по данным ССРТ показаны на рисунках 1–2 для даты 4 мая 2013 г.

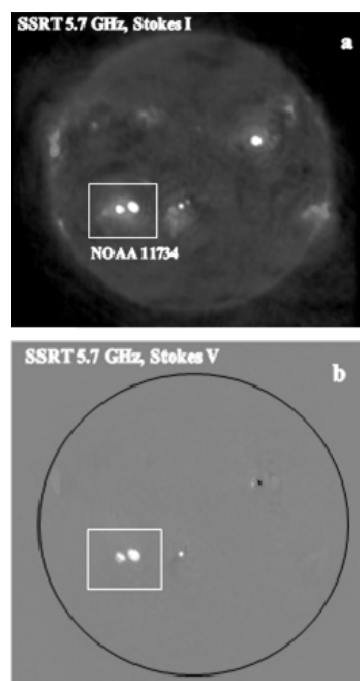


Рис. 1. ССРТ, 5.7 ГГц (а) интенсивность, параметр Стокса I; (б) поляризация, параметр Стокса V.

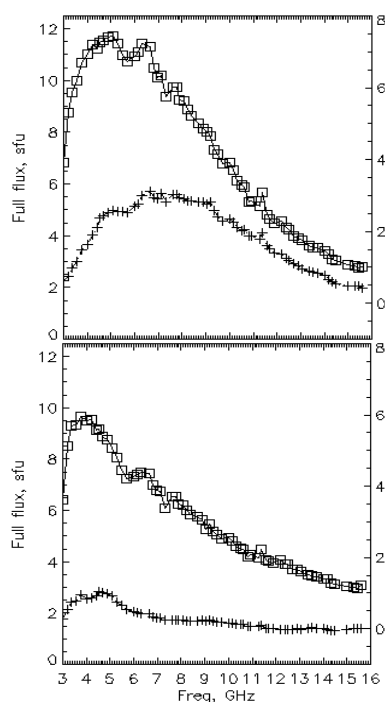


Рис. 2. Спектры РАТАН для головного пятна (верхняя панель) и хвостового пятна (нижняя панель); Стокс I – квадраты, левая шкала значений; V – кресты, правая шкала.

Моделирование радиоизлучения

При моделировании радиоизлучения активной области были использованы методы оптимизационного восстановления структуры магнитного поля [4] и комбинированный метод построения распределения температуры и концентрации в атмосфере активной области с привлечением двух моделей атмосферы [5–6]. Яркостная температура излучения рассчитывалась интегрированием уравнения переноса вдоль луча зрения от корональных высот до фотосферы через гирорезонансные слои пятенного источника, с использованием формул для коэффициентов циклотронного поглощения из работы [7]. Вклад свободно-свободного излучения определялся из анализа дифференциальной меры эмиссии DEM, полученной из данных SDO/AIA [9].

а) Реконструкция магнитного поля:

В настоящее время высококачественные измерения солнечного магнитного поля воз-

можно только для уровня фотосферы, поэтому информацию о поле в короне получают с помощью расчетов в потенциальном или бессиловом приближении с использованием фотосферных магнитограмм в качестве граничных условий. Бессиловое приближение представляется более предпочтительным, поскольку учитывает наличие токов. Реконструкция поля АО выполнена в приближении нелинейного бессилового поля с помощью т.н. оптимизационного метода, учитывающего полную систему эволюционных уравнений [4]. На Рисунке 3 приведено сопоставление картины силовых линий расчетного поля и реальных петельных структур по данным SDO в линии 171 Å. Анализ пространственной структуры восстановленного поля показал наличие области квазипоперечного магнитного поля над хвостовым пятном в пространственных границах аномальной инверсии знака круговой поляризации микроволнового источника.

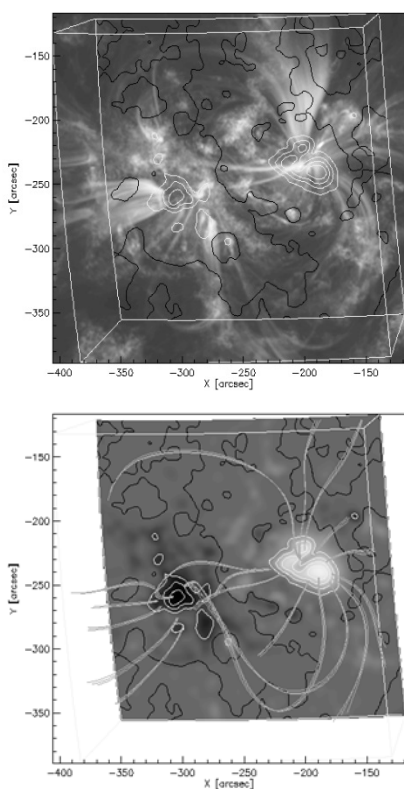


Рис. 3. АО 11734 в линии 171 Å по данным AIA/SDO (верхняя панель); результат экстраполяции магнитного поля в корону с помощью оптимизационного метода (нижняя панель). Контурами показано измеренное фотосферное магнитное поле по данным магнитографа HMI/SDO.

б) Высотные распределения плазмы:

В расчетах использовались две модели высотного распределения плазмы над пятном; (I) Ступенчатая модель, в которой T_e постоянна в хромосфере и короне, а N_e меняется с учетом различий температур в хромосфере и короне [5]. (II) Модель, в которой T_e и N_e получены из данных инструмента SUMER путем анализа спектральных линий и моделирования прохождения оптического излучения через вещество в спокойной короне [6]. Модель пересчитана на условия пятен согласно [8].

в) Модельные спектры и карты радиоизлучения:

На рисунке 4 показаны спектры циклотронного излучения, рассчитанные в интервале частот РАТАН-600 для обеих круговых мод радиоизлучения АО 11734. Модельный спектр хорошо совпадает с наблюдаемым для головного пятна. В хвостовом пятне поток левополяризованного радиоизлучения количественно отличается от наблюдаемого. Причиной этого является различие параметров пространственного распределения плазмы в атмосфере над пятнами, что не могло быть учтено при моделировании из-за отсутствия наблюдаемых опорных значений. Однако модельный спектр качественно воспроизводит аномальную поляризацию хвостового пятна АО 11734 в широком диапазоне частот для всех дней наблюдений.

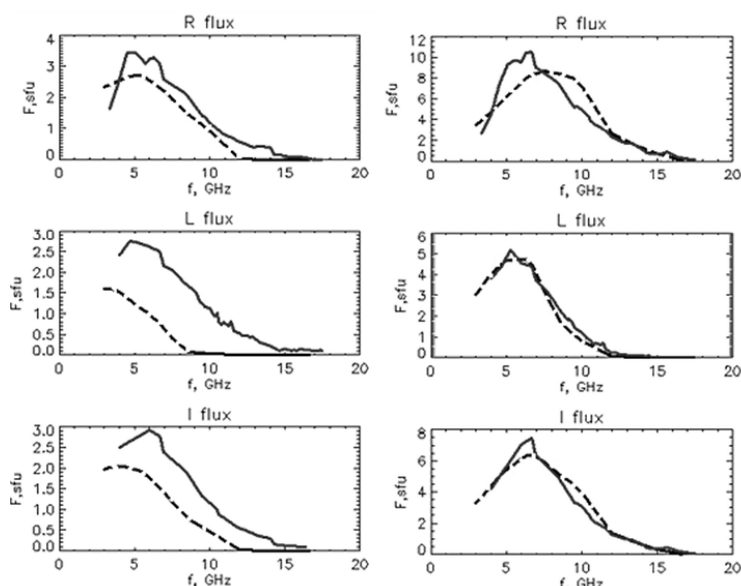


Рис. 4. Спектры радиоизлучения АО 11734 для хвостового (левые панели) и головного (правые панели) пятен. Сплошная кривая – наблюдаемый спектр, штриховая – моделирование.

Использованная модель гироциклотронного излучения активной области количественно и качественно описывает наблюдаемый спектр радиоизлучения во все дни наблюдений. Из условия наблюдаемой инверсии знака поляризации в QTR-области ~ 50 тыс. км. над хвостовым пятном в полосе частот 3–16 ГГц было получено верхнее ограничение на электронную концентрацию плазмы $N_e \approx 5 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Моделирование свободно-свободного радиоизлучения электронов показало, что его вклад в поток радиоизлучения АО 11734 составляет от 3–5% для 3 ГГц и до 100% на высоких частотах, где свободно-свободное излучение является доминирующим. Из сравнения модели и наблюдений активной области для гироциклотронного и свободно-свободного излучений можно заключить, что дальнейшее развитие методов моделирования радиоизлучения возможно при использовании данных о дифференциальной мере эмиссии, позволяющих получать информацию о 3D распределении параметров плазмы.

Заключение

Таким образом, совместные наблюдения на радиотелескопах РАТАН-600 и ССРТ дают возможность реалистичного выбора параметров модели радиоизлучения активных областей. При восстановлении магнитного поля было показано длительное существование области квазипоперечного магнитного поля над хвостовым пятном АО 11734, что объясняет временную задержку в смене знака поляризации радиоизлучения этого

Литература

1. Kochanov A.A. et al. // PASJ, 2013, Vol. 65, No. SP1, No. S19, pp. 12.
2. Bogod V.M. // Astrophysical Bulletin, 2011, V. 66, pp.190–204.
3. Максимов В.П., Бакунина И.А. // Астрон. журн. 1991. Т. 68. С. 394–403.
4. Rudenko G.V., Myshyakov I.I. // Solar Physics, 2009, V. 257, pp. 287–304.
5. Кальтман Т.И. и др. // Астрономический журнал, т. 89, № 10, с. 872–882.
6. Avrett E.H., Loeser R. // APJ. Suppl. Series, 175:229 Y276, 2008.
7. Железняков В.В., Излуч. в астрофизической плазме (М.: Янус-К, 1997).
8. Ryabov B.I. et al. // Solar Physics, 1999, V. 185, N 1, pp.157–175.
9. Plowman J. et al. // APJ, 2013, V. 771, Issue 1, pp. 771–783.

**МИКРОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ
ИНВЕРСИИ ЗНАКА КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ
ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ**

Кальтман Т.И., Тохчукова С.Х., Богод В.М., Коржавин А.Н.
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

**MICROWAVE OBSERVATIONS OF INVERSION OF CIRCULAR
POLARIZATION SIGN OF ACTIVE REGIONS EMISSION**

Kaltman T.I., Tokhchukova, S.Kh., Bogod V.M., Korzhavin A.N.
SPb branch of Special astrophysical observatory, Russia

A new method and online tool for statistical research of RATAN-600 radio observations of polarized emission of solar active regions are presented. The algorithm of automatic search for the inversion of polarization sign was implied to the data stored in the file archive and database of “Prognosis” information system. The high 1% spectral resolution of the telescope in the 1.7–10 cm band in combination with high one-dimensional spatial resolution (15 arc sec at 1.7 cm) allowed to detect a number of cases with spectral peculiarities of polarized radio emission at levels of upper chromosphere and the lower corona. A preliminary classification of events with the inversion is done: 1) active regions with flare activity (before, during or after flare), 2) peculiar (NLS) sources, 3) sources with emission propagated through quasi-transverse magnetic fields, and other sources.

Инверсия знака поляризации микроволнового излучения активных областей несет информацию о специфических условиях генерации и распространения излучения в плазме солнечной короны [1–5]. Исследования этих эффектов важны для диагностики физических параметров солнечной атмосферы, обнаружения изменений структуры магнитного поля (например, всплытие нового магнитного потока), прогноза вспышечной активности, и др. Такие задачи возможно решать путем анализа результатов поляризационных наблюдений с высоким частотным разрешением на радиотелескопе РАТАН-600 [6]. Разработка алгоритмов для автоматического распознавания спектральных особенностей на одномерных изображениях Солнца позволяет обработать большой объем данных, что необходимо для проведения статистических исследований. Представленные в данной работе программные средства базируются на ресурсах (файловый архив, база данных, библиотека программ IDL для обработки данных РАТАН-600) информационной системы для онлайн обработки и анализа данных наблюдений Солнца на РАТАН-600 <http://www.spbf.sao.ru/prognoz/> [7].

Разработан и внедрен алгоритм поиска случаев инверсии знака круговой поляризации, анализирующий поляризованный сигнал по всему спектру в каждой точке скана. Для поиска инверсий разработан веб интерфейс (http://www.spbf.sao.ru/cgi-bin/ion-p?page=rat_invers.ion), к которому есть

доступ с главной страницы ИС «Прогноз». В нем задается период для анализа (маской файлов), а также несколько параметров поиска: *min limit* – ограничение на минимальную антенную температуру источника, *width* – окрестность, в которой температура усредняется, *min freq* – нижний предел частоты (верхний предел 16.1 ГГц), *ref freq* – опорная частота, на которой ищутся источники (экстремумы). Затем все источники проверяются на наличие инверсии по всему спектральному диапазону.

Вывод результатов производится в виде графика со спектрами поляризованного потока всех найденных источников за выбранный период и в виде таблицы. В табличном выводе на сайте содержатся: положение источника на скане (в сек. дуги) и номера точек, в пределах которых усредняется его амплитуда; амплитуда минимума и максимума в спектре источника; частота минимума и максимума в спектре. По сгенерированным в результате поиска ссылкам можно просмотреть соответствующие сканы на всех частотах в 2 различных представлениях.

С помощью разработанного алгоритма проведено статистическое исследование событий с инверсией. Для проверки корректности работы алгоритма просмотрены и отождествлены вручную все найденные случаи с 01.01 по 01.10 2014 года, и затем разделены на несколько классов по характеру инверсии. Результаты исследования представлены в таблице.

месяц	проведено наблюдений	найденно случаев инверсии	обнаружено отдельных событий	отождествлено согласно классификации		
				<i>вспышки и пекулярные источники</i>	<i>QT-инверсия</i>	<i>наложение полярностей по вертикали</i>
01	29	2	2	-	-	2
02	494	35	6	4	-	2
03	765	19	3	-	1	2
04	788	49	4	-	3	1
05	716	68	14	6	3	5
06	402	22	8	2	-	6
07	337	33	10	4	2	4
08	131	13	3	-	3	-
09	557	116	7	4	-	3
Всего	4094	357	57	20	12	25

Литература

1. Bogod V.M., Tokhchukova S.Kh. // Astr. Lett., 2003, v. 29, 263–273.
2. Кальтман Т.И. и др. // АЖ, 2005, т. 49, с. 747–754.
3. Kaltman T.I. et al. // Astr. Bull., 2007, V. 63, 2, 156–168.
4. Peterova N.G. et al. // Solar Phys., 2007, 242, 1–2, 125–142.
5. Яснов Л.В. и др. // АЖ, 2011, 88, 86–94.
6. Bogod V.M. // Astr. Bull., 2011, v. 66, pp.190–204.
7. Tokhchukova, S.Kh. // Astr. Bull., 2011, v. 66, 3, pp.379–388.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ НА ЭЭГ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ РЕКУРРЕНТНЫХ ДИАГРАММ

Кануников И.Е., Киселев Б.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

STUDY OF GEOMAGNETIC ACTIVITY EFFECT ON HUMAN EEG BY METHOD OF RECURRENCE QUANTIFICATION ANALYSIS

Kanunikov I.E., Kiselev B.V.

Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg

The present study is a continuation of the work, where it was shown that an increase in geomagnetic activity causes a reaction of right hemisphere EEG activation, considered as a brain adaptation process. This work is devoted to clarify the question of what the most sensitive cortical areas in relation to an increase in geomagnetic activity. With this aim recurrence EEG parameters (RR, DET, DIV, TT, LAM, L, ENTR, CLEAN) were compared at low and high Ap values in 14 cortical sites (F3, F4, F7, F8, T3, T4, T5, T6, P3, P4, O1, O2, C3, C4). Such a comparison was carried out in the whole totality of 8 subjects participating in a multi-day experiments. It has been found that the increasing the geomagnetic activity changed significantly seven from eight recurrence indicators in the right temporal site (T6). Interpretation of these results suggests that the process of EEG in the right temporal site significantly simpler and less chaotic. It is assumed that these changes are of the same nature as the seizures, the frequency of which increases with magnetic storms.

Наше предыдущее исследование, посвященное анализу взаимосвязи между рекуррентными показателями ЭЭГ и вариациями геомагнитной активности, показало, что изменения геомагнитной активности в большей степени влияют на показатели правого полушария. Однако вопрос о том, какие кортикальные области наиболее чувствительны к этим изменениям, остался открытым. Прежде чем перейти к результатам настоящего исследования, напомним некоторые общие данные о свойствах показателей рекуррентной диаграммы.

Экманом и др. [1] предложили способ отображения m -мерной фазовой траектории состояний $\vec{x}(t)$ на двумерную квадратную двоичную матрицу размером $N \times N$, в которой 1 (черная точка) соответствует повторению состояния при некотором времени i в некоторое другое время j , а обе координатные оси являются осями времени, мы получаем рекуррентную диаграмму (recurrence plot, RP): $R_{i,j}^{m,\varepsilon_i} = \Theta(\varepsilon_i - \|\vec{x}_i - \vec{x}_j\|)$, $\vec{x} \in R^m$, $i, j = 1 \dots N$, где N — количество состояний x_i , ε_i — размер окрестности точки \vec{x} в момент i , $\|\cdot\|$ — норма и $\Theta(\cdot)$ — функция Хэвисайда.

Произвольно взятая рекуррентная точка (i, j) не несет какой-либо полезной информации о состояниях во времена i и j . Только вся совокуп-

ность рекуррентных точек позволяет восстановить свойства системы. Образуемые структуры рекуррентных диаграмм можно анализировать численно. В работах [2–5] предложен ряд количественных мер рекуррентных диаграмм.

Меры на основе подсчета плотности рекуррентных точек и построения частотного распределения длин диагональных линий: recurrence rate (RR, коэффициент самоподобия), determinism (DET, предсказуемость), divergence (DIV, обратная величина максимальной длины диагональной линии), entropy (ENTR, энтропия) и trend (TREND, тренд). Позднее были предложены меры, использующие плотность вертикальных (или горизонтальных) структур [3]: laminarity (LAM, замирание), trapping time (TT, показатель задержки), позволяющие выявлять переходы хаос-хаос. В работе [5] введена мера отношения количества точек, формирующих диагональные линии длиной $l < l_{min}$, к количеству точек, формирующих диагональные линии $l \geq l_{min}$, которая называется мерой чистоты (cleanness, CLEAN) и показывает влияние стохастической составляющей процесса. Очевидно, что преобладание последней приведет к росту значения CLEAN.

При анализе данных нами было осуществлено сопоставление рекуррентных показателей при двух условиях: при низких значениях индекса геомагнитной активности A_p (0-9) и при высоких его значениях (15 и выше) (см. Рис. 1). Первый уровень соответствует спокойному состоянию и рассматривается нами как фон, в то время как во втором случае мы имеем дело с активным или высоким уровнем вплоть до магнитных бурь.

Сопоставление было сделано для каждого из 8-ми используемых в настоящем исследовании рекуррентных показателей (RR, DET, DIV, TT, LAM, L, ENTR, CLEAN) по следующим 14 отведениям ЭЭГ: F3, F4, F7, F8, T3, T4, T5, T6, P3, P4, O1, O2, C3, C4. Четные индексы соответствуют правому полушарию, а нечетные – левому.

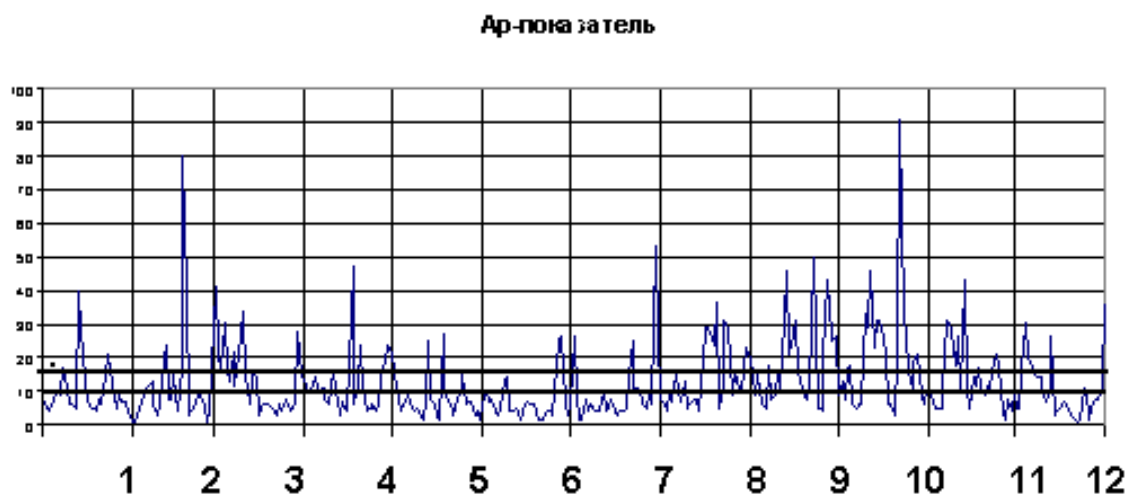


Рис. 1.

Подобное сопоставление было осуществлено по всей генеральной совокупности 8-ми испытуемых, на каждом из которых были выполнены многодневные исследования. Например, если у испытуемого И-ва значение геомагнитного индекса в определенный день опыта оказалось равным 22, а у другого испытуемого в определенный день эксперимента A_p имело значение 45, то значения этого рекуррентного показателя данных двух испытуемых будут усредняться. В целом, они будут усреднены по всем испытуемым, у которых значение A_p индекса были выше 15 единиц. Точно такая же процедура будет осуществлена для значений A_p индекса ниже 9 единиц. В конечном счете, мы получим среднее значение определенного рекуррентного показателя, соответствующее фоновому уровню геомагнитной активности и среднее значение при повышенной геомагнитной активности. При статистическом сравнении этих двух средних значений во всех отведениях станет ясно, в каких отведениях значения показателя достоверно (значимо) отличаются. Анализ графиков (рис. 2 и рис. 3), характеризующих разность между значениями показателя при повышенной геомагнитной активности и при фоновом значении показал, что **семь** из **восьми** рекуррентных показателей (за исключением, LAM) обнаружили значимые различия в правом височном отведении T6.

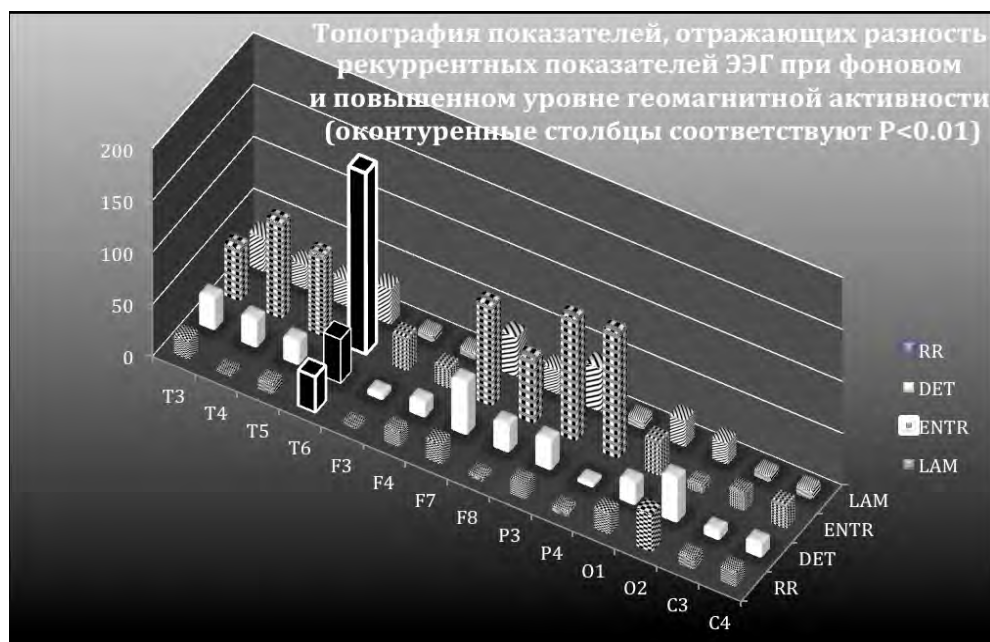


Рис. 2.

Таким образом, повышение геомагнитной активности сопровождается изменениями рекуррентных характеристик правой височной области, в частности, уменьшается показатель, характеризующий скорость разбеганий траекторий, увеличивается детерминистическая составляющая и, в целом, ЭЭГ процесс становится менее хаотическим. Полученные данные согласуются с рядом результатов западных работ.

Следует подчеркнуть, что, согласно литературным данным, при магнитных бурях достоверно увеличивается число эпилептических припадков [6]. С другой стороны, показано [7], что ЭЭГ при эпилептических припадках становится более детерминированной и отличается упрощением структуры, в частности, показатель корреляционной размерности уменьшается до 2 единиц.

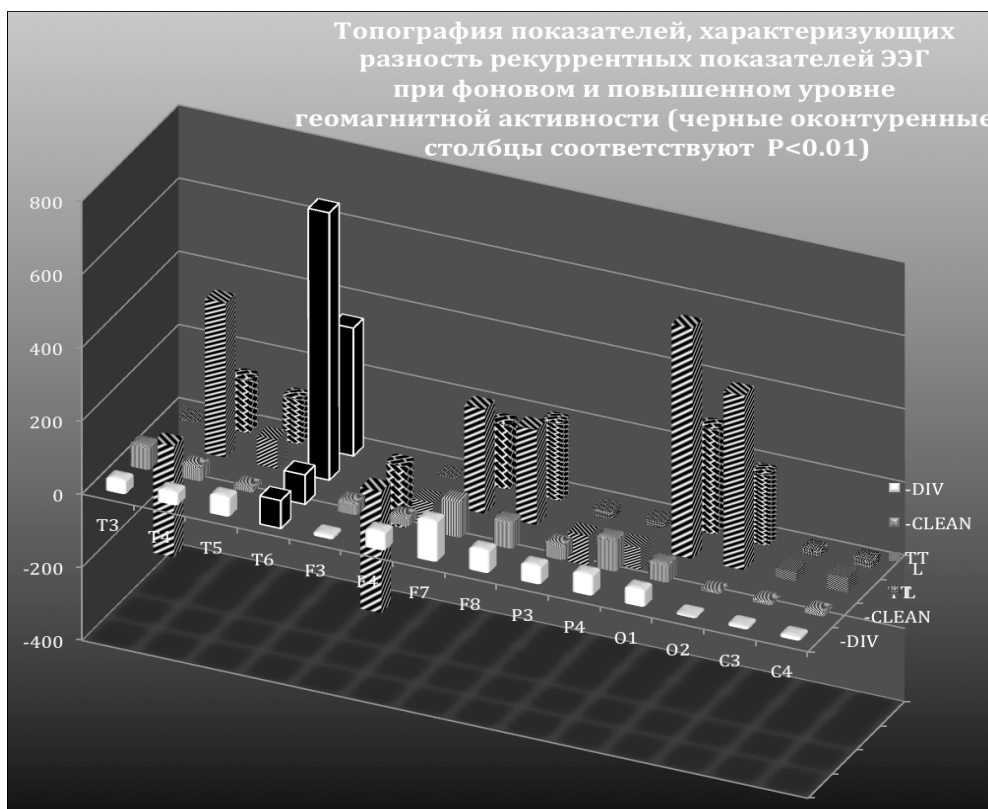


Рис. 3.

Мы полагаем, что упрощение ЭЭГ при возрастании геомагнитной активности имеет ту же направленность, которая при магнитной буре может спровоцировать у больного эпилептический припадок. Эта интерпретация хорошо сочетается с тем фактом, что при эпилепсии нередко страдают структуры гиппокампа, тесно связанные с височными кортикальными областями.

Литература

1. *Eckmann J.P., Kamphorst S.O., Ruelle D.* Europhysics Letters. 1987. 5. 973–977.
2. *Zbilut J.P., Webber Jr. C.L.* Physics Letters A. 1992. 171. (3–4). 199–203.
3. *Marwan N., Meinke A.I. J.* Bifurcation and Chaos. 2004.14 (2). 761–771.
4. *Webber Jr. C.L., Zbilut J.P.* J. Appl. Physiology. 1994. V. 76 (2). 965–973.
5. *Киселев В.Б.* Научно-технический вестник СПбГУИТМО. 2007. 20. 121–125
6. *M. Rajaram, S. Mitra.* Neuroscience Letters 24 (1981). 187–191.
7. *Babloyantz A., Destexhe A.* Proc Natl Acad Sci USA 1986; 83: 3513–7.

ДИНАМИКА ВЕРТИКАЛЬНОГО ПРОФИЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ВНЕТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ В МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Караханян А.А., Молодых С.И.

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

DYNAMICS OF THE VERTICAL TEMPERATURE PROFILE OF EXTRATROPICAL CYCLONES IN THE SOLAR ACTIVITY MINIMA

Karakhanyan A.A., Molodykh S.I.

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

Based on the NCEP/NCAR reanalysis data, we studied the height temperature distribution in the extratropical cyclone emergence and evolution in the Northern Hemisphere during the solar minimum. It was studied a dynamics of the vertical temperature profile within the oceanic cyclogenesis in the quiet and disturbed geomagnetic conditions. The classic cyclolysis occurs in the quiet geomagnetic conditions, with the temperature decreasing in the warm sector and increasing in the cold sector. The disturbed geomagnetic conditions increase the temperature both in the warm and cold sectors, which could result in an increased cyclone lifetime.

В тропосфере основными структурами общей циркуляции атмосферы являются циклоны и антициклоны. Прямое энергетическое воздействие солнечных процессов на атмосферные возмущения существенно меньше энергетики барических образований. Поэтому результатом солнечного воздействия может быть модуляция циклонов и антициклонов, которая приводит к изменению интенсивности, направления движения, геометрических параметров (форма, размер) атмосферных возмущений [1, 2]. В процесс возникновения и развития барических образований одновременно вовлекаются как теплая, так и холодная воздушные массы. Поскольку режим погоды данной местности определяют свойства воздушной массы, которая занимает данную территорию, мы предполагаем, что солнечный сигнал будет наиболее ярко выражен в изменении её стратификации, то есть вертикального распределения температуры.

Целью данной работы является исследование динамики распределения температуры с высотой в теплом и холодном секторах внетропических циклонов в спокойных и возмущенных геомагнитных условиях во время фазы минимума солнечной активности. Для реализации данной цели использовались данные NCEP/NCAR реанализа по температуре на стандартных изобарических поверхностях [Электронный ресурс: <http://www.cdc.noaa.gov/>]. Центры циклонов определялись по данным электронного ресурса <http://data.giss.nasa.gov/>. Для описания вариаций возмущенности магнитного поля использовался *Aa*-индекс геомагнитной актив-

ности, который сам является проху солнечной активности [Электронный ресурс: <http://www.ngdc.noaa.gov/seg/geomag/data.shtml>].

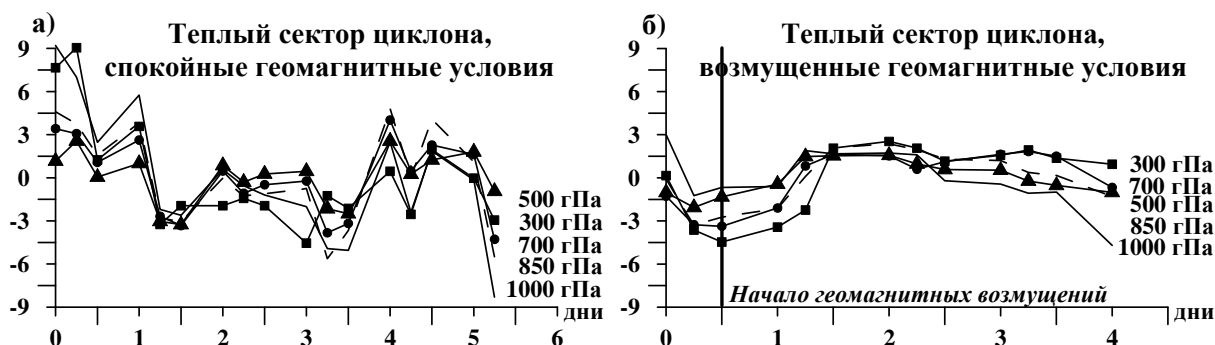


Рис. 1. Изменение вертикального профиля температуры в теплом секторе циклона: а) в спокойных геомагнитных условиях – центр циклона ~ 47 с.ш., 160 в.д., 23–27 января 1996 г.; б) в возмущенных геомагнитных условиях – центр циклона ~ 44 с.ш., 175 в.д., 2–5 января 1996 г.

Во время возникновения и развития циклонов в атмосфере умеренных широт над океанами Северного полушария рассмотрена динамика вертикального профиля температуры теплого и холодного секторов внетропических циклонов при разных уровнях геомагнитной возмущенности в минимуме солнечной активности. Обнаружено, что в спокойных геомагнитных условиях происходит монотонное заполнение циклона, характеризующееся понижением температуры в теплом секторе и её повышением в холодном секторе. Во время возмущенных геомагнитных условий наблюдается повышение температуры, как в теплом секторе, так и в холодном секторе циклона. Следует отметить, что в возмущенных геомагнитных условиях смена тенденции в распределении температуры с высотой происходит в теплом секторе циклона (рис. 1). При наличии значительного количества водяного пара в теплом секторе циклона и дополнительного поступления заряженных частиц во время геомагнитных возмущений может меняться кластерный состав воздуха. Из отдельных молекул формируются кластеры, оптические свойства которых способствуют созданию условий близких к инверсионным, которые приводят к повышению температуры. Температурный контраст между секторами в циклоне поддерживается, то есть создаются необходимые условия для увеличения продолжительности жизни циклона.

Работа выполнена в рамках гранта № НШ-2942.2014.5 Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ.

Литература

1. Веретенко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б. Солнечная активность и вариации космических лучей как фактор интенсивности циклонических процессов в умеренных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 47. № 3. С. 399–406. 2007.
2. Веретенко С.В., Тайл П. Солнечные протонные события и эволюция циклонов в северной Атлантике // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 48. № 4. С. 542–552. 2008.

БЫСТРЫЕ ВАРИАЦИИ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ ХРОМОСФЕРЫ СОЛНЦА (1979–1991)

Касинский В.В.

*ИрГТУ, 664033, Иркутск,
E-mail: kasinsvv @ yandex.ru*

THE FAST VARIATIONS OF THE DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SOLAR CHROMOSPHERE (1979–1991)

Kasinsky V.V.

*IRGTU, 664033, Irkutsk,
E-mail: kasinsvv @ yandex.ru*

On the base of heliographic coordinates of the chromospheric flares and sunspots (SG-Data) the short periodic variations of the solar rotation in the chromosphere (1987-1991) are calculated for the rising phase of 11-year cycle (1987–1991). The 585 sunspot group and 20108 flares were used. The coordinates of sunspots were taken from the tables of “Sunspot Groups” and flares from the tables of “H-alpha Solar Flares” [3, 4]. Series of coordinates $\lambda_i(t)$ is approximated by the linear trend which leads to angular velocity of each groups ω_S and flares ω_F . The mean equatorial rotation at the level of chromosphere ($a = 13,62$ deg/day) and photosphere (13,48 deg/day) are practically coincides. However, the differential coefficients in the chromosphere ($b = 3,82$ deg /day) are higher, than in the photosphere (2,95 deg/day). It was found that the parameters “a” in the photosphere and chromosphere changes with anty – phase maner. The idea of torsion oscillation of chromosphere and photosphere are suggested.

Аналізу дифференціального вращення Сонця посвячено багато публікацій со времени відкриття Шейнером в 1630 г. вращення Сонця [1]. В последнее время для определения вращення широко використовуються як довгоживущі (плями), так і короткоживущі трасери, такі як факелы, флоккулы [1]. Как правило, определяются два параметра в традиционной формуле Фая:

$$\omega = a - b \sin^2 \varphi, \quad (1)$$

где a – угловая скорость вращения Солнца на экваторе; b – коэффициент дифференциальности (1878–1944 гг.). Ньютон и Нанн дали следующие значения: $a = 3,9^\circ / \text{сут}$; $b = 2,77^\circ / \text{сут}$. для суточной угловой скорости синодического вращения. Однако эти определения страдают одним недостатком. Усреднение производится по большим промежуткам (годы) и мало что известно о короткопериодных флуктуациях вращения (месяц, квартал) [1]. При этом часто игнорируется изменение закона вращения Солнца с фазой 11-летнего цикла. Известно, что практически все законы на Солнце зависят от фазы цикла. Для этого надо исследовать угловое вращение (1)

на интервалах времени год и менее года. В данной работе вращение исследуется на интервале 36 оборотов Солнца (2,7 года).

Вращение хромосферы, 1979-1991 гг.

В работе для расчета угловой скорости использованы как традиционные трассеры – пятна, так и короткоживущие явления – вспышки, которые были предложены автором как хромосферные трассеры [2]. Целесообразность привлечения вспышек диктуется двумя соображениями. Во-первых, они более многочисленны, по сравнению с пятнами [3], что обеспечивает хорошую точность определения ω . Во-вторых, вспышки обладают тем свойством, что они «привязаны» к магнитному полю над пятнами и фактически отражают вращение магнитных структур в хромосфере. Сравнивая угловые скорости в фотосфере (пятна) и в хромосфере (вспышки) можно получить дополнительную информацию об изменении параметров дифференциального вращения (1) с высотой (разность вращений «фотосфера – хромосфера»).

Для каждого оборота Солнца в широтных интервалах по 5° находилось групповое среднее. Далее зависимость $\langle \omega_s \rangle$ в функции широты φ была аппроксимирована полиномом

$$\omega(\varphi) = a - b \sin^2 \varphi + c \sin \varphi. \quad (2)$$

По (2) определялись параметры вращения a , b и c для каждого оборота. Как показали оценки, параметр « c » мал по сравнению с « a » и « b » и им можно пренебречь. Использовано 585 групп пятен, и более 20000 вспышек. В Табл.1 приведены параметры вращения в фотосфере и хромосфере в формуле (1). Средняя синодическая угловая скорость в фотосфере, по 585 группам пятен, за период (1987–1991) есть: $\omega = 13,480 - 2,948 \sin^2 \varphi$.

Синодическая угловая скорость в хромосфере (20108 вспышек), есть

$$\omega = 13,62 - 3,82 \sin^2 \varphi.$$

Видно, экваториальная угловая скорость в хромосфере заметно выше, чем в фотосфере и «дифференциальность» вращения соответственно больше.

В Табл. 1 приведены расчетные значения « a » и « b » параметров дифференциального вращения в фотосфере и хромосфере. В первом столбце дан номер оборота по [5]. Средняя скорость экваториального вращения хромосферы за 36 оборотов равна 13,535 град./сутки, что соответствует синодической скорости 14,521 °/сут. Это заметно выше угловой скорости Ньютона-Нанна (14,38 °/сут). Наоборот, коэффициент дифференциальности (2,154 °/сутки) заметно ниже аналогичного в формуле Ньютона-Нанна (2,77 °/сут.), что говорит об увеличении однородности и жесткости вращения в хромосфере по сравнению с фотосферой.

На Рис. 1 дан ход коэффициента дифференциальности « b » в хромосфере на протяжении 36 оборотов Солнца, (1979–1981 гг.). Видно, что

дифференциальность имеет тенденцию к росту, что свидетельствует об уменьшении жесткости вращения в эпоху максимума 21-го цикла. Слабая

Таблица 1. Сравнение параметров вращения (а, b) в фотосфере и хромосфере по кварталам (1987–1991 гг.)

Год / кварт.	Фотосфера		N групп	Хромосфера		N вспышек
	«a»	«b»		«a»	«b»	
1987 / III	13,86	4,85	21	14,02	5,68	403
1987/ IV	13,86	3,71	19	13,87	4,59	441
1988/ I	13,63	4,40	23	13,02	1,32	545
II	13,60	4,12	20	13,62	3,92	1015
III	13,36	1,51	34	13,79	4,48	917
IV	13,66	3,89	35	13,48	2,32	1192
1989/ I	13,74	4,63	36	13,64	3,36	1459
II	13,47	2,69	54	13,61	3,40	1778
III	13,26	1,59	54	13,58	2,95	1453
IV	13,28	1,044	27	13,73	5,22	1028
1990 / I	13,29	2,62	19	13,78	3,31	1172
II	13,41	3,74	41	13,56	3,93	1127
III	13,31	2,50	39	13,48	2,43	1077
IV	13,48	3,66	25	13,58	3,78	1235
1991/ I	13,35	2,89	32	13,28	4,43	1274
II	13,28	1,87	23	13,81	6,88	1217
III	13,28	1,65	49	13,63	4,13	1510
IV	13,30	1,71	34	13,63	2,70	1265
Среднее	13,478	2,948	Σ 585	13,62	3,82	Σ 20108

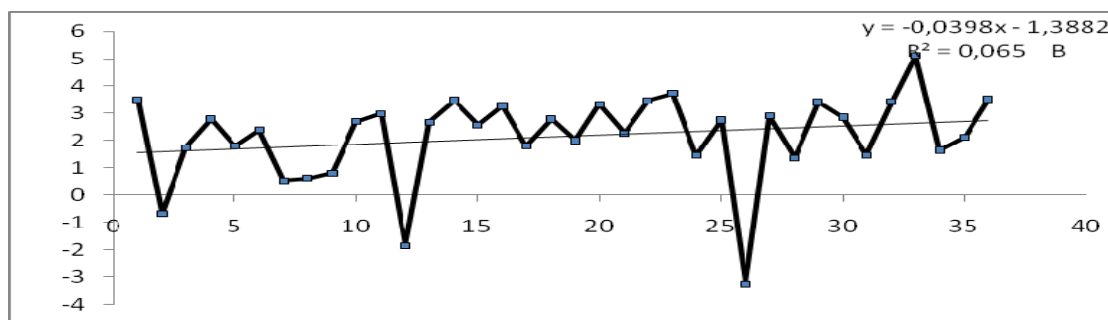


Рис. 1. Ход параметра «b» в хромосфере за 36 оборотов Солнца.

положительная корреляция имеется между средней угловой скоростью вращения северного и южного полушарий ($r = 0.26$). Коэффициенты «а» и «b» коррелируют между собой ($r = 0,75$). Таким образом, исследование короткопериодических (с интервалом в один оборот) вращения Солнца по пятнам и вспышкам позволяет выявить ряд новых особенностей вращения. Примером служит кратковременное аномальное вращение на некоторых оборотах Солнца, 1681, 1691. Экваториальная угловая скорость в хромо-

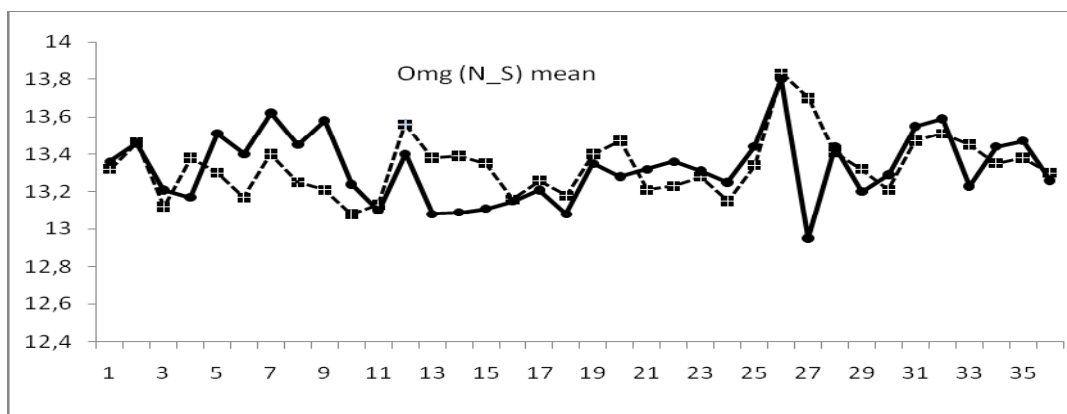


Рис. 2. Ход угловой скорости по полушариям в хромосфере (град/сутки). Сплошная линия (северное), пунктир – южное полушарие.

сфере заметно выше, чем в фотосфере, а «дифференциальность» вращения соответственно больше. Обнаружен монотонный рост «дифференциальности» вращения хромосферы в 1979–1983 гг., (рис.1).

Литература

1. Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д. Дифференциальное вращение Солнца // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физ. Солнца. – М.: Наука, 1988. Вып. 83. С. 3–24.
2. Касинский В.В. К методике определения угловой скорости вращения Солнца по вспышкам как хромосферным трассерам // Исследования по геомаг., аэронауке и физике Солнца. – М.: Наука, 199. Вып. 95. С.113–121.
3. Solar Geophysical Data, Part I (Prompt), NN 521- 547; 1987–1991. NOAA, Boulder, Colorado. USA
4. Solar Geophysical Data, Part II (Comprehensive reports), NN 518–582, 1987–1991. NOAA, Boulder, Colorado. USA
5. Quarterly Bulletin on Solar Activity. IAU, Tokyo, (UNESCO), 1979–1981.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК В СИСТЕМЕ КООРДИНАТ ПЯТЕН И ВЕКТОРНЫЕ ДИАГРАММЫ «БАБОЧЕК» В 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛАХ СОЛНЦА

Касинский В.В.

664033 Иркутск, РГТУ

E-mail: kasinsvv@yandex.ru

THE SPATIAL ANYSOTROPY OF CHROMOSPHERIC FLARES IN THE COORDINATE SYSTEM OF SUNSPOTS AND THE VECTOR'S “BUTTERFLY DIAGRAMS” IN THE 11-YEAR SOLAR CYCLES

Kasinsky V.V.

664033 Irkutsk, RGTU

E-mail: kasinsvv@yandex.ru

The “latitude-time” ($\varphi - t$) vector diagram of flares covering cycles № 17–20 reveals the global anisotropy of flares in the coordinate system of sunspots [4, 7]. The latitude R_φ – displacements of flares is always directed towards the center of the butterfly diagram. The value of anisotropy R increases to the periphery of the diagram. Thus the centre of the “butterfly” is marked out by the nature of flaring process itself. In the case of internal source of energy (the magnetic fields) the spatial distribution of flares averaged over large number of sun spots should be isotropic, $R(\varphi - t) = 0$. However the vector diagram shows that $R(\varphi - t) \neq 0$. Therefore in the sunspot «royal zone» some external agent is presented. When it is striking a sunspot group this leads to the R –displacement of flares. The «central Spoerer line» serves as a source of global flare’s disturbances. Those disturbances generates the flare in that sunspot, which one reach as a result of spreading from the Spoerer centre to the given latitude φ of sunspot. In view of spatial anisotropy of flares it is possible that the «magnetic models» of flares demands a modification taking into account an external source of energy in the flares.

В настоящее время наиболее полно изучены сильные вспышки (баллов 2 и 3) [1]. Хорошо изучена двух ленточная структура, корональные и петельные структуры [1, 2]. А.Б. Северный нашел, что большие вспышки развиваются в нейтральных точках поля между полюсами противоположных полярностей. Эти известные факты не относятся к слабым вспышкам (субвспышкам), составляющим более 90% вспышек. Возникает вопрос, каким образом можно строить надёжные модели вспышек, отбрасывая 90% вспышек? Наиболее полные сведения о вспышках имеются в бюллетене “The IAU Quarterly Bulletin of Solar Activity” [3] содержащем: время начала, максимума вспышки, гелиографические координаты, площадь (МДД) и т.д. Следует отметить, что в каталоге [3] и «сильные» и слабые вспышки есть точечные образования с фиксированными координатами (φ , λ). Следовательно, их можно трактовать как «равноправные» образования.

Поскольку суб-вспышки есть точечные структуры, не обладающие конфигурацией, то можно изучать их внешнюю конфигурацию относи-

тельно пятен. В данной работе исследуется распределение суб-вспышек относительно центров групп пятен как систем координат [3]. Их положение можно характеризовать расстоянием «пятно – вспышка», некоторым вектором \mathbf{R} [4, 5]. Рассчитав \mathbf{R} для определенного интервала времени и широты получим широтно-временную диаграмму «бабочки» $\mathbf{R}(\varphi, t)$. В случае если этот вектор, \mathbf{R} , осредненный по вспышкам и группам стремится к нулю, процесс вспышко-образования можно считать случайным. В случае если эта разность не равна нулю (есть значимая асимметрия) результат следует признать неслучайным, требующим адекватного обоснования и интерпретации.

Построение векторной диаграммы вспышек заключается в определении положения каждой вспышки относительно координаты центра группы φ_S . Широта группы φ_S практически не меняется [1,2]. Зная φ_S определим среднее смещение вспышек по широте в группах пятен:

$$R(\varphi, t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n (\varphi_j - \varphi_S) \quad (1)$$

где φ_S – широта активной области φ_j – вспышки по Бюллетеню [3]. Величина $\Delta\varphi$ в (1) усредняется сначала по всем вспышкам – n в группе, а затем по всем группам (N) в интервале диаграммы с шагом $\Delta\varphi = 5^\circ$ по широте и поквартально во времени (t). Вначале векторные диаграммы были построены в циклах №№ 17–19.

Расстояние \mathbf{R} «пятно-вспышка» изучалось в [4, 5]. Усредняя по всем вспышкам, получим величину \mathbf{R} как «вектор» среднего расстояния суб-вспышек от центра группы φ_S . Наконец, усредняя по всем группам в некотором интервале на « φ – t » диаграмме получим широтно-временную диаграмму $\mathbf{R}(\varphi, t)$ – векторную диаграмму вспышек.

На рис. 1 дана диаграмма \mathbf{R} - смещений вспышек в 19–20 циклах с разрешением $5^\circ \times 1$ квартал по времени. Количество вспышек баллов 1+, 2 и 3, вошедших в обработку, в цикле № 19 насчитывает 16 470 в северном полушарии и 11 300 в южном. Как видно из рис. 1, высокоширотные и низкоширотные зоны пятен дают смещения вспышек, направленные в центр «баттерфляй» – диаграммы и навстречу друг к другу. Таким образом, сам процесс вспышкообразования выделяет середину диаграммы «бабочки», область максимальной частоты появления пятен («шпереровский» эпицентр [2]). Картина $\mathbf{R}(\varphi, t)$ носит явно неслучайный характер.

Векторная диаграмма-«бабочка» в 20-ом цикле (3060 вспышек) качественно не отличается от диаграммы цикла № 19, рис. 1. Из векторной диаграммы видна основная тенденция: каждое крыло «бабочки» делится на примерно две половины, в которых векторы \mathbf{R} направлены к центру. Максимальные смещения наблюдаются на периферии « φ – t » диаграммы. Векторные диаграммы вспышек интерпретируются с точки зрения гипотезы внешнего триггерного механизма вспышек. Предполагается, что из центра

диаграммы $R(\varphi, t)$ – как из эпицентра исходит некоторое возмущение, которое по достижении групп пятен возбуждает вспышки.

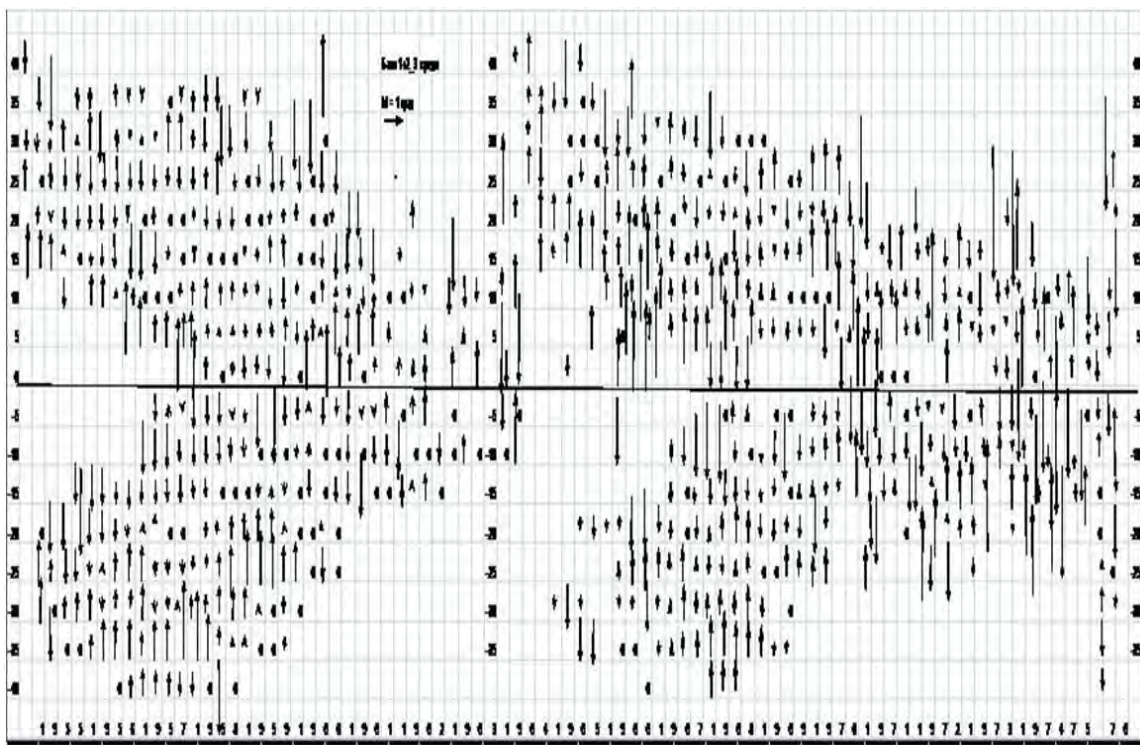


Рис. 1. Диаграмма широтных смещений вспышек в 19–20 циклах (1955–63).

На рис. 2 приведена векторная диаграмма вспышек баллов 2 и 3 с полугодовым усреднением. Она получена суммированием картин векторов двух полушарий (N + S). На Рис. 2 хорошо видны зоны противоположных направлений векторов (1955–1963 гг.). Ломаная линия разделяет эти направления и спускается от высоких широт (1955 г.) к экватору (1963 г.). На этой линии величина $R = 0$. Эта линия служит траекторией эффективного центра пятно – образования в соответствии с «законом Шпёрера». Вверху справа дан масштаб векторов. Цифры – величины векторов в масштабе. Приведём основные результаты и выводы.

1. Векторные широтно-временные диаграммы вспышек являются новым индикатором солнечной активности $R(\varphi, t)$ для исследования процессов хромосферных вспышек [3].
2. Высокоширотные и низкоширотные $R(\varphi, t)$ направлены друг к другу и к центральной зоне (Шпёрера) на «баттерфляй» - диаграмме. В середине диаграммы смещение имеет место изотропизация вспышек, $R \rightarrow 0$, Рис. 2.
3. В соответствии с принципом относительности в физике, систематические смещения вспышек в группах в направлении на центр диаграммы - «бабочки» указывает на действие дополнительных сил, отличных от электромагнитных. Следовательно, в пространстве королевской зоны

пятен должно действовать кинетическое возмущение, исходящее от эпицентра диаграммы - «бабочки».

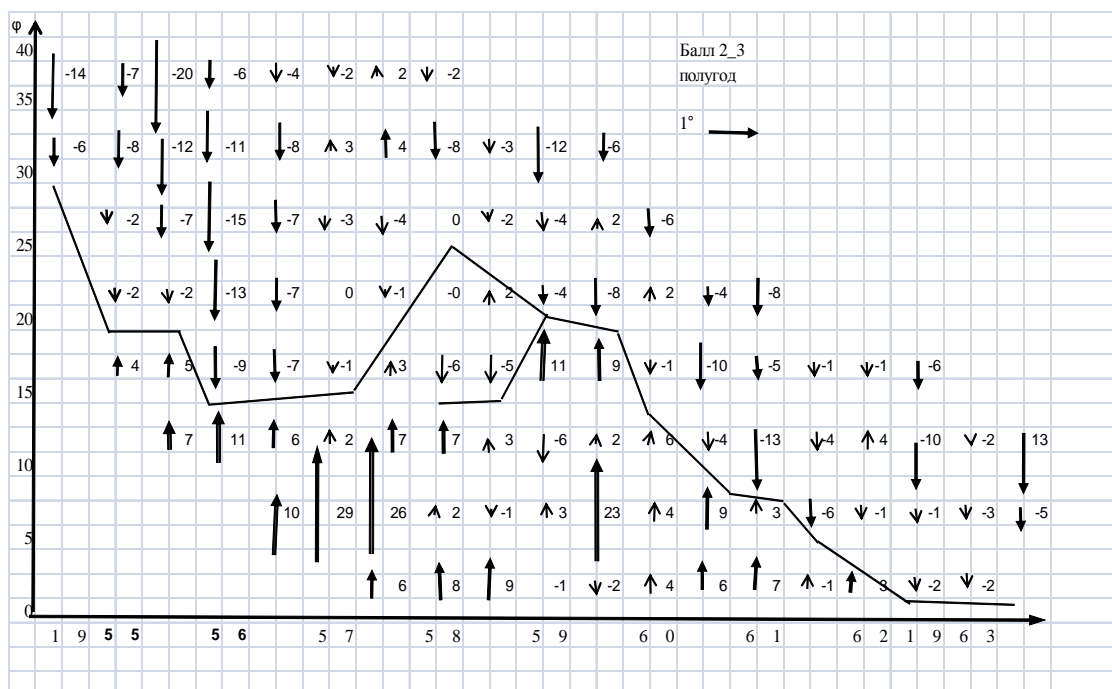


Рис. 2.

4. Предположительно в качестве кинетического агента может фигурировать низкоскоростной тип возмущений (Бруцека [1]). В качестве моделей возмущения можно принять либо модель «солитонов» [6], либо волн «цунами» от всплывающих магнитных полей [7, 8].

Литература

1. Смит Г., Смит Э. Солнечные вспышки // М.: Мир, 1966. 426 с.
2. Брей Р., Лоухед. Солнечные пятна. – Изд. «МИР», под ред. В.Е. Степанова М., 383 с.
3. Quarterly Bulletin on Solar Activity. Publication Tokio Astronomical Obs. – UNESCO. – Vol. 22 (1980) – Vol. 25 (1983). – pp. 1–69.
4. Касинский В.В. Пространственная когерентность солнечных вспышек и широтно-временная структура некоторых индексов активности в 17–19 циклах // Сб. Исслед. по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца. – М.: Наука, 1988, т. 79, с. 25–40.
5. Касинский В.В. Пространственная когерентность хромосферных вспышек на диаграмме широта-время в 17–20 циклах активности // Сб. Атмосфера Солнца, межпланетная среда, атмосфера планет. Под ред. Гуляева Р.А. – М, 1989, с. 116–125.
6. Могилевский Э.И. Структуризация вспышко-активной области и солитонная модель первичного источника энергии и вещества в солнечных вспышках // Кинематика и физика небесных тел. Киев, 1986. № 2. С. 75–82.
7. Kasinsky V.V. The spatial anisotropy of flares with respect to sunspot groups and vector butterfly diagrams in solar activity cycles 17–20 // Astronomical and astrophysical Transactions. Gordon and Breach sci. publishers. 1999, vol. 17, issue 5. P. 341–350.
8. Kasinsky V.V., Krat V.A. On the solar tsunamis // Solar Physics, 1973, vol. 31. P. 219–228.

ЗВЁЗДЫ В ЭПОХУ ФОРМИРОВАНИЯ АКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ТИПА

Кацова М.М.¹, Бондарь Н.И.²

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

²*Крымская Астрофизическая Обсерватория, Научный, Крым, Россия*

STARS IN THE EPOCH WHEN THE SOLAR-TYPE ACTIVITY FORMS

Katsova M.M.¹, Bondar' N.I.²

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

²*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

The diagram of activity indices for the chromosphere and corona gives us a possibility to estimate the age of the G- and early K stars when solar-type activity with a regular cycle forms. The activity level of the stars in the age 1–2 Gyr is high enough, but it is already lower than the saturation level which is typical for the younger stars. Position of such a young Sun on the diagram coincides with the area where the strongly spotted BY Dra-type stars are concentrated. The rotation period of 7–12 days, related to this age, separates the stars with the activity saturation from the stars in which solar-type activity with the regular cycle is already established. Characteristics of activity of the young Sun in the epoch of establishing of a regular cycle are described. For the HK Project stars with reliable determinable cycles, we are revealed the trend to increase in the cycle duration with the age. These results can be helpful for development of the dynamo theory.

Введение

В настоящее время появляются возможности наблюдения явлений типа солнечной активности среди звёзд. Хотя вращательная модуляция потоков излучения в оптическом континууме, а также в некоторых хромосферных линиях ионизованного кальция и водорода наблюдается уже несколько десятков лет, в последнее время стало возможно исследовать большие массивы звёзд, изучено их коротковолновое и рентгеновское излучение, измерены магнитные поля на некоторых поздних звёздах. Это позволяет изучать поверхностные неоднородности типа солнечных пятен, некоторые квазистационарные и нестационарные явления, детально изучаемые на Солнце. Появляются определённые свидетельства существования циклов на звёздах с эффективными температурами ниже 6500 К.

Чувствительность современной аппаратуры стала достаточной для исследования некоторых явлений типа солнечной активности на ближайших звёздах главной последовательности, располагающихся на расстояниях в несколько парсек от Земли. Если Солнце в эпоху высокой активности наблюдать с такого расстояния, то переменность его континуума и основных хромосферных линий может быть зарегистрирована, по крайней мере,

в виде вращательной модуляции потоков излучения. В то же время, дипольное поле вместе с некоторыми эффектами, связанными с крупномасштабными магнитными полями типа активных долгот, наблюдать не удастся. Солнечная корона настолько слаба, что на таких расстояниях не будет видна в мягком рентгеновском излучении. В этом диапазоне можно регистрировать лишь самые мощные вспышки, которые могут происходить на Солнце. Можно также наблюдать ряд явлений, связанных с квазистационарным и нестационарным истечением плазмы (звёздным ветром и СМЕ).

Разумеется, всё это относится к активности Солнца в современную эпоху, т.е. в возрасте 4.5 млрд. лет. В более ранние эпохи его активность была значительно выше. Действительно, образование звезды происходит в результате сжатия протозвёздного облака. Гравитационное сжатие сопровождается существенным увеличением скорости осевого вращения.

При этом период вращения может достигать нескольких часов, когда возраст звезды с массой, близкой к солнечной, приближается к 70 млн. лет.

Затем звезда начинает тормозиться. Для одиночной звезды наиболее вероятной причиной торможения является потеря момента количества вращательного движения за счёт формирующегося звёздного ветра. Основная часть звёзд рассеянных скоплений вращается со скоростью, определяемой возрастом в соответствии с законом Скуманича [1] $v_{\text{rot}} \sim t^{-1/2}$. У них начинают наблюдаться некоторые эффекты типа пятен, переменность рентгеновского излучения, связанная с активными областями. Однако, активность звёзд молодых скоплений с возрастом от 100 млн. лет до примерно 700 млн. лет (и звёзд с большими пространственными скоростями, уже покинувших эти скопления) ещё существенно отличается от современной солнечной активности.

1. Эволюция активности и формирование цикла

Существенным успехом в развитии солнечно-звёздной физики стало развитие метода оценки возраста поздних звезд по уровню их активности. Эту оценку можно получить, если из двух зависимостей «период вращения – возраст» и «уровень активности – период вращения» исключить информацию о вращении. Этот метод гирохронологии был обоснован в работе [2] и нескольких последующих публикациях по изучению отдельных рассеянных скоплений и звезд с высокими пространственными скоростями. Отметим выводы из анализа рентгеновских наблюдений около 1000 звезд [3], где отчетливо выделились два семейства звезд с насыщением и без насыщения активности. В единую зависимость «уровень активности – период вращения» эти данные можно свести, используя вместо периода вращения число Россби $Ro = P_{\text{rot}}/\tau$, где τ – период обращения вещества в конвективной ячейке. Величина τ важна при теоретическом анализе процесса генерации и усиления магнитных полей. Однако при интерпретации

наблюдений она оказывается свободным параметром, который может принимать те или иные значения, с достаточной точностью не определяющиеся из теоретических соображений. В своих работах мы не использовали обращение к этой величине. Только сейчас из анализа фактически того же массива рентгеновских наблюдений, что и в [3], в [4] получен вывод о том, что различие двух семейств в основном связано с небольшим различием радиусов рассматриваемых звезд. Если учесть этот эффект, то для всех звезд удастся найти единую связь между уровнем рентгеновского излучения $R_X = \log L_X/L_{bol}$ и периодом вращения P_{rot} (см. рис. 3 в [4]). При этом для звезд без насыщения закон Скуманича $v_{rot} \sim t^{-1/2}$, где t – возраст звезды, строго выполняется, и при радиусе звезды R_{sun} рентгеновская светимость L_X пропорциональна квадрату скорости вращения. Тем самым, для звезд второго семейства с периодами вращения, превышающими примерно 10 дней, величина L_X определяет их возраст ($R = R_{sun}$). Для звезд с насыщением активности возраст определяется в основном по данным о рассеянных скоплениях.

Наш анализ активности относился к звездам спектральных классов G и ранних K, т.е. с эффективными температурами фотосфер от 6000 К до 4900 К, и был основан на построении диаграммы, на которой сопоставлялись уровни хромосферной и корональной активности. Эта диаграмма «хромосфера – корона» приведена на рис. 1 по имеющемуся сейчас массиву данных.

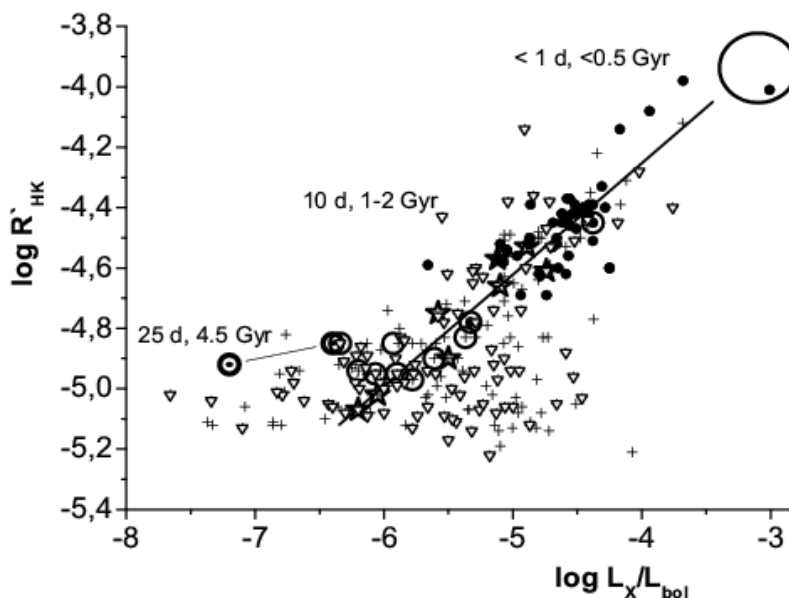


Рис. 1. Индексы хромосферной и корональной активности для активных поздних звезд. Область звезд с насыщением отмечена эллипсом. Прямая линия соответствует основному пути эволюции активности [5] и почти совпадает с прямой «однопараметрической гирохронологии» [2]. Звезды ниже прямой соответствуют, по-видимому, другому пути эволюции активности [5]. Звезды с циклами *Excellent* обозначены полыми кружками, *Good* – звездочками, звезды типа *BY Dra* – черными кружками, звезды с высокими пространственными скоростями – треугольниками, звезды поля – крестиками. Обозначения Солнца в максимум и минимум соединены линией.

Анализ диаграммы проводился нами ранее, однако здесь обратим внимание на расположение звёзд с хорошо выраженными циклами – вдоль прямой однопараметрической гирохронологии. Все эти звёзды ограничены сверху уровнем активности, соответствующем возрасту 1–2 млрд. лет. Там же расположена звезда $V2292\ Oph = HD\ 152391$ с циклом *Excellent*, активность которой значительно превышает уровни остальных звёзд этой группы.

Основным признаком активности поздних звёзд является переменность оптического континуума, связанная с вращением. Это указывает на присутствие поверхностных неоднородностей, главным образом, холодных пятен на звезде. Сильно запятнённые звёзды относят к переменным типа *BY Dra*. Помимо вращательной модуляции, некоторые из этих звёзд демонстрируют изменения непрерывного оптического излучения на больших временных шкалах, иногда имеющие регулярный, циклический характер. Эти звёзды обладают достаточно высоким уровнем активности на всех высотах в атмосфере. Так, площадь, занятая пятнами, может в 100 раз превышать площадь солнечных пятен в максимум цикла. На диаграмме «хромосфера – корона» основная часть звёзд типа *BY Dra* компактно располагается в области $R_X = \log L_X/L_{bol} = -4.5$ и $\log R'_{HK} = -4.4$ (на рис. 1 представлена лишь часть этих звёзд, изученная в связи с определением обилия лития).

Вообще говоря, переменные типа *BY Dra* представляют собой широкий класс объектов, включающий как сравнительно молодые звёзды с заметным обилием лития, так и более старые звёзды с низкой хромосферной активностью. Следует отметить значительное количество двойных звёзд среди объектов этого типа. Двойственность, по-видимому, является причиной того, что высокий уровень активности сохраняется дольше, чем у аналогичной одиночной звезды. Это связано с взаимодействием моментов орбитального и осевого вращения. Заметим, что на рис. 1 звёзды с хорошо выраженными циклами достигают центра концентрации звёзд типа *BY Dra*.

Анализ общего характера активности всех анализируемых звёзд свидетельствует о существенном различии физических процессов в зависимости от возраста. Перечислим только основные факторы. Во-первых, существует два семейства звёзд, отличающиеся по уровням рентгеновского излучения и характеру его зависимости от периода (скорости) осевого вращения [4]. Отметим также различия в топологии корон, отражающих влияние крупномасштабных магнитных полей, частот и мощностей нестационарных процессов (по данным КА *Kepler*). Два семейства разделяются при периодах 7–12 дней. Активность звёзд с насыщением, вращающихся значительно быстрее, сильно отличается от явлений, которые происходят на Солнце. Мы полагаем, что периоды около 10 дней соответствуют переходу от отдельных проявлений активности к активности солнечного типа с циклами. Таким образом, далее будем использовать понятие «активности солнечного типа» применительно к звёздам с периодами 10 дней и более. Бу-

дем называть молодым Солнцем G карлик с периодом вращения около 10 дней, что соответствует возрасту 1–2 млрд. лет. Предполагается, что к этой эпохе цикл на такой звезде уже сформировался.

Опишем кратко активность таких звезд. Особенностью корон звёзд такого возраста является значительное количество горячей плазмы с температурой 5–8 МК. На Солнце максимум распределения дифференциальной меры эмиссии $DEM(T)$ располагается в области 1–2 МК, на молодом Солнце он сдвинут к 6 МК и на два порядка превышает значение для современного Солнца близ максимума цикла. Некоторые характеристики G карликов разного возраста приведены в таблице:

Star name	Sp	P_{rot} , d	S, %	L_X , erg/s	R_X	$\log R'_{HK}$
Active Sun	G2 V	25	0,3	10^{27}	-7	-4.90
Young Sun		10	3	10^{29}	-4.4	-4.45
BE Cet	G2 V	8	3	10^{29}	-4.4	-4.43
κ Cet	G5 V	9		10^{29}	-4.4	-4.42
EK Dra	G0 V	3	10-20	10^{30}	-3	-4.15

Звезда $V2292 Oph = HD 152391 (G7 V)$ является единственной звездой с циклом *Excellent* с высокими уровнями активности в хромосфере и короне и периодом 11 дней, располагающейся на диаграмме (рис. 1) в области, где сконцентрированы звёзды типа *BY Dra*. Поскольку пятен на этой звезде, как и на *BE Cet*, достаточно много, именно они определяют переменность оптического континуума в ходе цикла, и у них наблюдается антикорреляция между долговременными изменениями потоков излучения в континууме и в хромосферных линиях H и K Ca II. Как известно, у Солнца и других медленно вращающихся звёзд с циклами наблюдается корреляция полного излучения фотосферы и хромосферы. Как оценено в [6], на молодом Солнце может происходить много вспышек с полной энергией вплоть до 10^{34} эрг, и частота супервспышек составляет 1 событие в 500 лет. Потеря массы оценивается величиной $10^{-11} M_{sun}$ в год, причём относительный вклад СМЕ в звёздный ветер значительно выше, чем на современном Солнце. Здесь же, в [6] обсуждаются некоторые характеристики магнитных полей на молодом Солнце.

2. О циклах на поздних звёздах

Цикл является отличительной особенностью активности солнечного типа. Если он уже сформировался к возрасту 1–2 млрд. лет, то его характеристики могут меняться в ходе эволюции звезды. Эта проблема уже изучалась с использованием всех имеющихся указаний на присутствие циклических изменений. Однако использование разнородного материала до сих пор не привело к каким-либо разумным выводам. Поэтому мы анализируем здесь только данные НК проекта для звёзд с циклами *Excellent* и *Good* [7], т.е. с надёжными периодами вращения и длительностью циклов. До-

бавлены 3 звезды, у которых цикл выявлен специально проведенным вейвлет-анализом [8]. Кроме того, для одной звезды *HD 149661* длительность цикла около 14 лет уточнена по всем наблюдениям с 1965 по 2002 гг. Результат представлен на рис. 2, где заметна тенденция к увеличению длительности цикла при замедлении вращения для звёзд, вращающихся медленнее Солнца. Это означает, что продолжительность цикла, по-видимому, увеличивается с возрастом. Заметим, что это относится к длинным циклам,

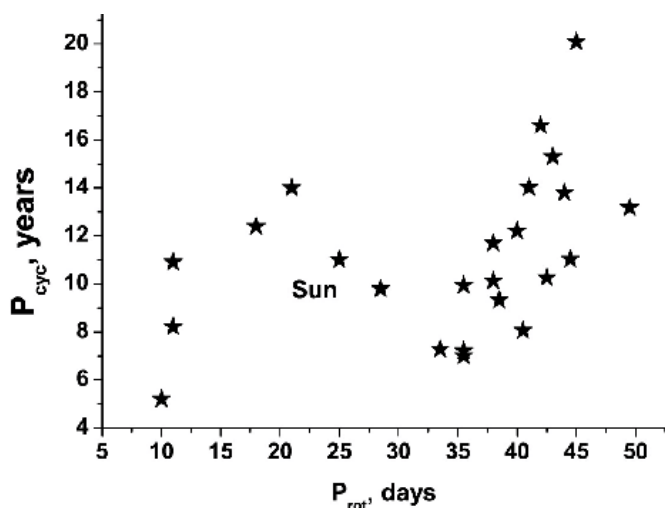


Рис. 2. Длительность циклов в зависимости от периода вращения для звёзд НК проекта.

тогда как короткие циклы здесь не рассматриваются из-за отсутствия надёжных данных. Возможно, для них такая зависимость будет обратной.

В заключение отметим, что циклическая активность формируется на G и K звёздах в возрасте 1–2 млрд. лет. Начиная именно с этого возраста, можно говорить об активности солнечного типа звёзд малых масс. Представленные наблюдательные факты могут быть использованы для развития теории динамо.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 12-02-00884, НШ 1675.2014.2 и программы № 28 «Проблемы происхождения жизни и становления биосферы».

Литература

1. A. Skumanich. 1972, *Astrophys. J.* V. 171. P. 565–567.
2. E.E. Mamajek, L.A. Hillenbrand. 2008, *Astrophys. J.* V. **687**, P. 1264–1293.
3. N.J. Wright, J.J. Drake, E.E. Mamajek., G.W. Henry. 2011, *Astrophys. J.* V. 743 (1), art.id. 48, 16 pp.
4. A. Reiners, M. Schüssler, V.M. Passegger. 2014, *Astrophys. J.* V. 794 (2), art.id.144, 8 pp.
5. М.М. Кацова, М.А. Лившиц. 2011, *Астрон. журн.*, Т. **88**, №12, С.1217–1225.
6. М.М. Катцова, М.А. Лившиц. 2014, *Geomagnetism and Aeronomy*, V. 54, No. 8, p. 982–990.
7. S.L. Baliunas, R.A. Donahue, W.H. Soon, et al. 1995, *Astrophys. J.* V. 438. P. 269–287.
8. P. Frick, W. Soon, E. Popova, S. Baliunas. 2004, *New Astron.* V. 9 P. 599–609.

О ПРИРОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 9 АВГУСТА 2011 ГОДА

**Кашапова Л.К.¹, Мешалкина Н.С.¹,
Бабин А.Н.², Коваль А.Н.², Цап Ю.Т.^{2,3}**

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Крымская Астрофизическая обсерватория, п. Научный, АР Крым*

³*Главная Астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ABOUT NATURE OF THE 9 TH AUGUST 2011 SOLAR FLARE EMISSION

**Kashapova L.K.¹, Meshalkina N.S.¹,
Babin A.N.², Koval A.N.², Tsap Yu.T.^{2,3}**

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*Crimean astrophysical observatory, Nauchny, Crimea*

³*Central Astronomical Observatory RAS, St. Petersburg, Russia*

Analysis of chromospheric observations in Ha line of the 9 August 2011 solar flare revealed the spectral peculiarities which are difficult to interpret as heating of the chromosphere by the beam of accelerated electrons. We present the results of the further study of this event based on both optical data and spatial and spectral characteristics of microwave and X-ray emission. Results of the analysis of X-ray spectra indicate to existence of superhot source with temperature above 30 MK in region of the flare energy release. We discuss obtained results and possibility of their application for flare diagnostic.

Как правило, поток рентгеновского излучения вспышек с энергией свыше 20–30 кэВ связывают с тормозным излучением нетепловых электронов, взаимодействующих с веществом солнечной атмосферы во время распространения из корональной части петли к ее основаниям. Сверхгорячая плазма ($T > 30$ МК) также может быть источником рентгеновского излучения с энергией свыше 25 кэВ.

Для нескольких вспышечных событий к настоящему времени получены весомые свидетельства в пользу существования высокотемпературных корональных источников [1–3]. Однако в этих работах отклик хромосферы на события в короне не учитывался. Между тем изучение морфологии, временного профиля вспышки в линии Ha и сравнение с излучением в жестком и микроволновом диапазоне дает возможность определить механизмы переноса энергии из короны в хромосферу, а также оценить относительную роль тепловых и нетепловых процессов.

Целью данного исследования является поиск наблюдательных доказательств существования высокотемпературного источника в событии 9 августа 2011 г.

Вспышка рентгеновского класса X6.9 (оптический балл 2B) произошла в активной области NOAA 11263 (N17W69) 9 августа 2011г., имеющей сложную магнитную структуру. Согласно наблюдениям GOES, она началась в 7:48 UT, достигла максимума в 8:05 UT и продолжалась около полутора часов. Это была самая мощная рентгеновская вспышка 24 цикла солнечной активности. Она сопровождалась потоком энергичных протонов и достаточно сильным излучением в континууме.

Оптические и Na монохроматические фотографические наблюдения вспышки были получены в период 7:53:30–8:39 UT на 53см коронографе КрАО с временным разрешением от 5 до 30 с. Изображения вспышки на щели спектрографа через Na фильтр, центрированный на Na в полосе с вторичными максимумами ± 4 Å, для нескольких моментов развития вспышки представлены в работе [4]. В микроволновом излучении вспышка имела достаточно хорошо выраженный постепенный компонент, на который накладывалось несколько импульсных всплесков. Как следует из кривых развития импульсных узлов Na вспышки, всплески яркости во вспыхивающих узлах хорошо согласуются по времени с максимумами всплесков жесткого рентгеновского излучения в диапазонах энергий 25–300 кэВ. Таким образом, каждому всплеску рентгеновского излучения соответствовало изменение структуры и яркости Na ядер вспышки или возгорание новых ядер эмиссии. Однако наблюдаемые профили линий для наиболее ярких узлов достаточно трудно объяснить взаимодействием пучка электронов с хромосферой [4], что косвенно может свидетельствовать в пользу определяющего вклада теплового механизма в нагрев хромосферной плазмы.

Мы провели исследование особенностей только первого всплеска жесткого рентгеновского излучения, произошедшего около 08:02 UT (Рис. 1). Для этого момента времени были построены изображения рентгеновских источников с использованием данных КА RHESSI (Рис. 2, левая панель). Рентгеновские источники пространственно совпадают с одной из «вспыхивающих лент» солнечной вспышки, видимой в полосе 1600 Å. Во время первого всплеска можно выделить два рентгеновских источника. Первый («южный источник») был довольно компактным. Второй, расположенный севернее, показывал сложную структуру и, возможно, являлся артефактом. Поэтому мы провели спектральные исследования только южного источника.

Как следует из Рис. 1, кривые блеска в полосе 25–50 и 50–300 кэВ ведут себя различным образом. Если временной профиль в полосе 50–300 кэВ демонстрирует хорошо выраженный отдельный всплеск, характерный для нетеплового излучения, то всплеск на 25–50 кэВ является едва заметным на фоне постепенного роста потока. Максимум рентгеновского излучения 50–300 кэВ опережает максимум в микроволнах на 4 с, свидетельствуя о важной роли нетепловой компоненты.

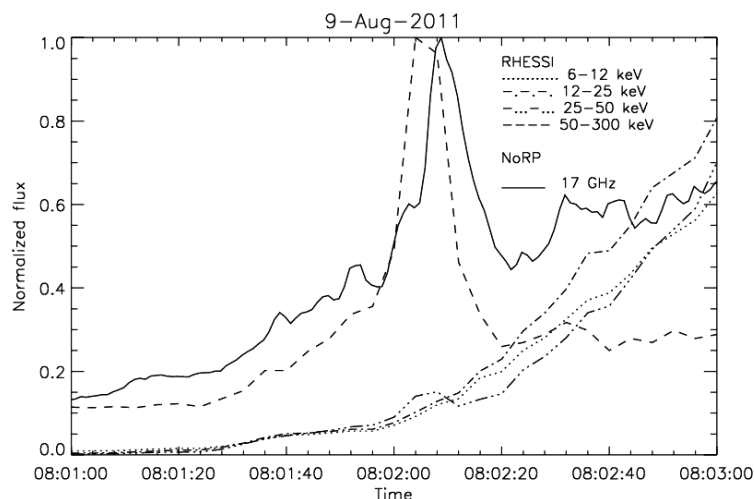


Рис. 1. Сравнение эволюции микроволнового (поляриметры Nobeyama) и рентгеновского (RHESSI) потоков во время вспышки, полученные с временным разрешением 1 и 4 с соответственно. Рентгеновский поток – временное разрешение 4 с.

Несмотря на хорошее временное соответствие кривых развития Na ядер с временными профилями жесткого рентгеновского излучения, количественный анализ показал, что наблюдаемые профили линии Na не соответствуют рассчитанным для нагрева хромосферы потоком нетепловых электронов, ускоренных в короне [4].

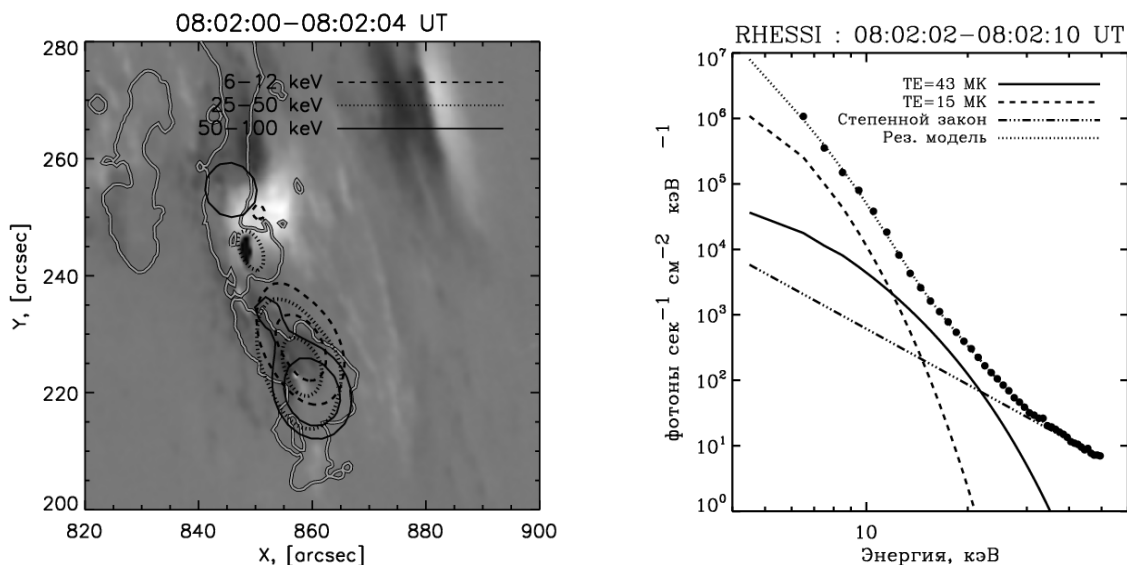


Рис. 2. *Левая панель:* Положение рентгеновских источников во время первого всплеска рентгеновского излучения. Фон – магнитное поле HMI/SDO. Серым контуром показаны видимые в полосе 1600 Å (AIA/SDO) «вспышечные ленты», рентгеновские источники, полученные с помощью данных RHESSI (алгоритм PIXON) показаны черными контурами на уровнях 30 и 70% от максимума. Центр «южного» рентгеновского источника – [860", 225"], «северного» – [850", 250"]. *Правая панель:* рентгеновские спектры, соответствующие первому всплеску, которые получены по данным RHESSI для южного источника.

Был проведен анализ спектра рентгеновского излучения «южного источника». Для фиттирования была выбрана модель, содержащая два тепловых источника и степенную зависимость. Как видно на Рис. 2 (правая панель), предложенная модель хорошо описывает наблюдаемый рентгеновский спектр. Как и в случае, описанном в [1], при двухтемпературной модели наблюдаются два вида вспышечной плазмы – до 20 МК (горячая плазма) и свыше 30 МК (сверхгорячая плазма). Полученные результаты свидетельствуют в пользу того, что первая фаза нашего события воспроизводит сценарий, описанный в работе [1], но угол зрения не позволяет разделить излучение горячей и сверхгорячей плазмы.

Таким образом, спектральные и монохроматические Na наблюдения, полученные с высоким временным и пространственным разрешением, совместно с рентгеновскими и микроволновыми данными могут с успехом использоваться для изучения тепловых и нетепловых процессов во вспышках. При этом для диагностики механизмов энерговыделения и переноса энергии особо хотелось бы подчеркнуть важную роль одновременных рентгеновских и Na наблюдений с высоким пространственным и временным разрешением. Это объясняется и тем, что ускоренные в короне электроны достигают верхней хромосферы менее чем за 1 сек. В свою очередь, сверхгорячая корональная плазма также может давать существенный вклад в рентгеновское излучение с энергией свыше 25 кэВ. Поскольку фронт теплопроводности от горячего источника движется вдоль петли со скоростью близкой к скорости звука (100–1000 км/сек), то излучение в линии Na должно запаздывать на 10–20 с относительно рентгеновского всплеска [5].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 13-02-90472 укр_ф_a.

Литература

1. *Caspi A. and Lin R.P.* RHESSI Line and Continuum Observations of Super-hot Flare Plasma // *The Astrophysical Journal Letters*, 2010, **725**, L161.
2. *Kobayashi K. et al.* Hard X-Ray Spectral Observation of a High-Temperature Thermal Flare // *Astrophysical J.*, 2006, **648**, 1239.
3. *Kashapova L. et al.* On the Possible Mechanisms of Energy Release in a C-class Flare // *Central European Astrophysical Bulletin*, 2013, **37**, 573.
4. *Babin A.N. and Koval A.N.* Observational characteristics of the white-light flare of August 9, 2011 // *Bulletin Crimean Astrophysical Observatory*, 2014, **110**, 100.
5. *Kundu M.R. and Woodgate B.* "Energetic phenomena on the Sun". Introduction." in "Energetic phenomena on the Sun", 1989, eds. Kundu M.R., Woodgate B., Schmahl E.J., P.xiii.

РЕГИСТРАЦИЯ К-КОРОНЫ В ДИАПАЗОНЕ $< 1.4 R_{\odot}$

Ким И.С.¹, Бугаенко О.И.¹, Лисин Д.В.², Насонова Л.П.¹

¹ГАИШ МГУ, Москва, Россия

²ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия

K-CORONA RECORDING IN THE RANGE $< 1.4 R_{\odot}$

Kim I.S.¹, Bugaenko O.I.¹, Lisin D.V.², Nasonova L.P.¹

¹Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute

²IZMIRAN

Two approaches are suggested for recording the continuum corona in the range $< 1.4 R_{\odot}$. They are different from the classical coronagraphic ones. Current state in the thin film technology allows discussing a new generation coronagraph with a variable transmission of an entrance aperture. The estimated coronagraphic factor is 2 orders of magnitude higher as compared with a Lyot-type coronagraph. Another approach is based on the use of total solar eclipses at near Mercury orbits. The instrumental background is decreased at least 3 orders of magnitudes. That allows using a more simplified optical sketch.

1. Введение

Диапазон $< 1.4 R_{\odot}$ (расстояния отсчитываются от центра Солнца) хорошо представлен наземными и космическими данными нейтральной и ионной компонент (E-короны) в оптическом, вакуумном УФ, мягком и жестком рентгеновском спектральном интервалах. Прямая регистрация электронной компоненты (K-короны), излучающей в континууме, в этом же диапазоне расстояний возможна только во время полных солнечных затмений (ПСЗ). Известно, что излучение K-короны, объясняемое рассеянием на свободных покоящихся электронах, линейно поляризовано. Поэтому косвенные изображения «вытаскивают» из измерений поляризационной яркости (pV , K-коронومتر обсерватории Мауна Лоа – MK4 MLSO, США).

Основные факторы, затрудняющие регистрацию K-короны, – это яркость неба и инструментальный фон, обусловленный дифракцией излучения фотосферы (V_{\odot}) на входной апертуре телескопа. Применение коронографов снижает инструментальный фон до $\approx 10^{-5} V_{\odot}$. Оптическая схема коронографа Лио [Lyot 1931] включает элементы внутреннего затмения: первичная оптика (главный объектив), маскирование в первичной фокальной плоскости (искусственная Луна), линза поля, маскирование в плоскости изображения входного зрачка (диафрагма Лио) и перестраивающий объектив. Космические коронографы используют элементы внешнего и внутреннего затмений и работают в выделенных интервалах видимого диапазона спектра в диапазоне $> 1.4 R_{\odot}$. Будущие космические миссии Proba 3 и Solar Orbiter планируют наблюдения в диапазоне $< 1.4 R_{\odot}$. В данной рабо-

те мы предлагаем два подхода для прямой регистрации К-короны, отличные от метода Лио.

2. Аподизация с помощью маски в плоскости входной апертуры

Основной фактор, препятствующий успешной регистрации слабых объектов вблизи ярких, – это дифракция излучения яркого объекта (в нашем случае – Солнце) на входной апертуре первичной оптики телескопа, результатом которой является значительный инструментальный фон, превышающий на 2–3 порядка яркость К-короны. Дифракционная картина в первичной фокальной плоскости является результатом разрыва функции пропускания (или ее производных) на входной апертуре. Для круглой апертуры это разрыв функции пропускания на границе входной апертуры: $G(\rho) = 1$ в области $\rho < 1$ и $G(\rho) = 0$ для $\rho > 1$, где ρ – расстояние от центра входной апертуры. Использование маски с переменным пропусканием [$G(\rho) = 1 - \rho^2$], имеющей разрыв в первой производной, существенно снизит инструментальный фон. Предварительные расчеты для Солнца ($R_{\odot} = 960''$, $\lambda = 600$ нм и диаметра входной апертуры $D = 200$ мм) показывают, что ожидаемый коронографический фактор на 1-2 порядка выше на высотах хромосферы ($h = 4''$) и на 4 порядка выше на высотах протуберанцев ($h = 40''$) по сравнению с коронографом Лио [Kim et al. 2013]. Успехи развития технологии тонких пленок позволяют обсуждать создание «коронографа», блок-схема которого включает только первичную оптику с переменным пропусканием и систему регистрации. Пропускание такого коронографа будет лишь в 3 раза ниже пропускания коронографа Лио.

3. Полные солнечные затмения на Земле и в космосе

Второй подход основан на использовании ПСЗ. Во время (ПСЗ) глаз, простая фотокамера или любой телескоп «работают» как идеальный коронограф с внешним затмением. Внешний «диск» (Луна) находится на бесконечности, позволяя регистрировать самые внутренние области короны. Корона легко наблюдается невооруженным глазом до расстояний $10 R_{\odot}$, так как яркость неба и инструментальный фон минимальны. Оценим этот фон для наземных ПСЗ. Для оценки освещенности на осевой точке первичной оптики, обусловленной дифракцией на «краю» Луны, воспользуемся выражением для одиночного внешнего затмевающего диска, в нашем случае – Луны [Ленский 1981],

$$E_0 = \left(\pi^2 i_{sun} \left[1 - \left(\frac{i_{sun}}{i'} \right)^2 \right] \right)^{-1} \times \frac{\lambda}{\rho},$$

где E_0 дана в единицах яркости солнечного диска, i_{sun} – угловой радиус Солнца, i' – угловой радиус внешнего затмевающего диска (Луны), λ – длина волны, ρ – радиус внешнего затмевающего диска. Далее используем термин «яркость» вместо «освещенности», так как выражение справедливо

для яркости в фокальной плоскости. Яркости и интенсивности даны в соответствующих единицах центра диска Солнца. Расчетная зависимость E_0 от eclipse magnitude m (i'/i_{sun}) для наземных ПСЗ показана на рис. 1 слева: $\lambda = 550$ нм – серая кривая и 660 нм – черная кривая. E_0 изменяется в диапазоне $4 \times 10^{-11} - 2 \times 10^{-10}$ для типичных значений $m = 1.02-1.08$. На практике земная атмосфера увеличивает E_0 на 1–3 порядка (загрязненность, вклад аэрозоля, высота наблюдательной площадки и т.д.). С учетом вышеизложенного становится очевидной перспективность использования ПСЗ в космосе, в частности, на околопланетных орбитах.

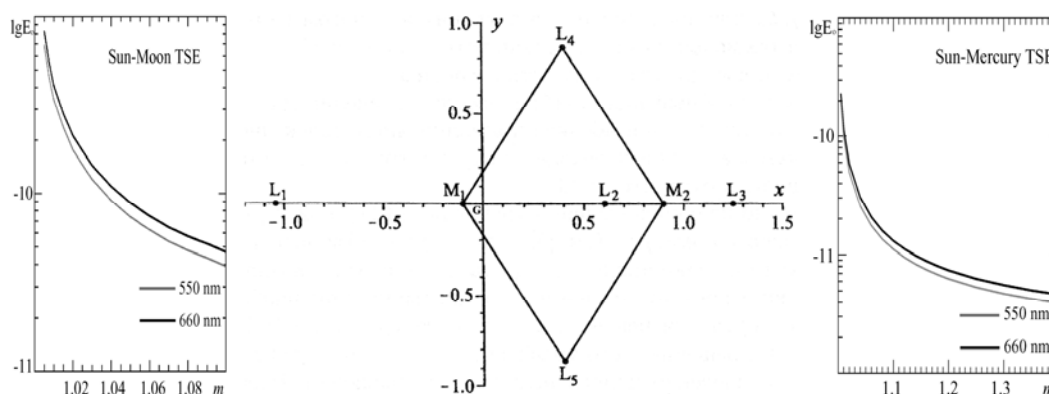


Рис. 1.

Рассмотрим условия регистрации для ориентации Солнце – планета – космический аппарат для точек Лагранжа для Меркурия. Задача о движении космического аппарата в гравитационном поле Солнца и одной планеты, если пренебречь притяжением других планет солнечной системы, представляет собой ограниченную задачу трех тел [Лукьянов и Ширмин 2009]. Эта задача имеет точные решения, открытые практически одновременно Эйлером в 1767 г. (прямолинейные, или коллинеарные, или эйлеровы точки либрации) и Лагранжем в 1772 г. (треугольные точки либрации). В барицентрической системе координат $Gxuz$, вращающейся с угловой скоростью n , равной угловой скорости обращения основных тел относительно друг друга, в которой основные массы M_1 и M_2 (Солнце и планета соответственно, см. рис. 1, центр) расположены на оси Gx , а ось Gz направлена вдоль вектора угловой скорости n , эти решения представляют собой стационарные точки (точки с неизменными координатами), которые называются также точками либрации Лагранжа. Коллинеарные точки либрации L_2 и L_3 расположены вдоль оси Gx таким образом, что планета M_2 оказывается расположенной между ними, а треугольные точки либрации образуют на плоскости Gxu симметричные относительно оси Gx равнобедренные треугольники, на общей стороне которых расположены основные тела M_1 и M_2 . Нумерация линейных точек либрации не является общепринятой. Для использования ПСЗ в космосе, подходит только точка либрации

L_3 . Для телескопа на космическом аппарате, находящемся в точке L_3 , планета M_2 будет постоянно закрывать Солнце M_1 . При наблюдениях из L_3 угловые размеры Солнца и Меркурия сравнимы. Известно, что при $m (i'/i_{sun}) > 0.9$ инструментальный фон снижается более чем на 3 порядка (Никольский 1972). Для примера на рис 1 справа показана расчетная яркость инструментального фона в фокальной плоскости первичной оптики космического телескопа, находящегося в точке либрации L_3 для Меркурия для $m = 1.04$. Использовались значение радиуса Меркурия 2440 км и расстояние 5.79×10^7 км. Серая и черная кривые соответствуют наблюдениям в зеленой и красной областях спектра. Инструментальный фон в диапазоне $1.05-1.4 R_{\odot}$ составит $2 \times 10^{-11} - 4 \times 10^{-12}$.

Заключение

Предварительные оценки показывают возможность реализации двух подходов, отличных от классического коронографического метода Лио, для регистрации К-короны в диапазоне $< 1.4 R_{\odot}$.

- ✓ Использование первичной оптики с переменным пропусканием. Прямая регистрация К-короны становится возможной с телескопами, блок-схема которых включает первичную оптику и систему регистрации.
- ✓ Использование ПСЗ на околопланетных орбитах. При фазах затмения > 0.9 появляется возможность маскирования только вблизи первичной фокальной плоскости. Оптическая схема упрощается.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-01225 а.

Литература

1. Ленский А.В. Астрон. журнал, 1981, **25**, 366.
2. Лукьянов Л.Г., Ширмин Г.И. 2009, Лекции по небесной механике. Учебное пособие для высших учебных заведений, с. 181, изд-во «Эверо», Алматы, республика Казахстан, 276 с.
3. Никольский Г.М. 1972, Солнечные данные, № 12, 96.
4. I.S. Kim, I.V. Alexeeva, O.I. Bugaenko, V.V. Popov, E.Z. Suyunova. 2013, Solar Phys. **288**, 2, 651–661, 2013, doi 10.1007/s11207-013-0419-0.
5. B. Lyot. C.R. Acad. Sci. **193**. 1169.

WHAT CAUSES GEOMAGNETIC ACTIVITY DURING SUNSPOT MINIMUM?

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

¹*Space Research and Technologies Institute – BAS, Sofia, Bulgaria*

²*IZMIRAN, Troitsk, Russia*

ЧТО ОПРЕДЕЛЯЕТ ГЕОМАГНИТНУЮ АКТИВНОСТЬ В МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН?

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

¹*Институт Космических исследований и технологий – БАН, София, Болгария*

²*ИЗМИРАН, Троицк, Россия*

В работе показано, что средняя геомагнитная активность во время минимума солнечных пятен в последних 4 циклах последовательно убывает. Кроме того, установлено, что она не зависит от вариаций числа и/или параметров корональных выбросов массы и/или ударной волны, связанной с высокоскоростными потоками солнечного ветра. Показано, что у фонового солнечного ветра две компоненты: одна со скоростью до 450 км/с, другая – выше 490 км/с. Источник медленного ветра – гелиосферный токовый слой, а более быстрой компоненты – полярные корональные дыры. Средняя геомагнитная активность во время солнечного минимума определяется не только толщиной гелиосферного токового слоя, но и параметрами этих двух компонент солнечного ветра, которые изменяются от цикла к циклу.

1. Introduction

Since the beginning of the geomagnetic measurements, the variations in the geomagnetic field have been related to solar activity. It is now known that big sporadic (non-recurrent) geomagnetic storms are caused by coronal mass ejections (CME). CMEs like sunspots are manifestations of the solar toroidal field and during sunspot maximum there is also a maximum in geomagnetic activity. Other sources of geomagnetic activity are the coronal holes – open unipolar magnetic field areas from which the high speed solar wind (HSS) emanates. Geomagnetic disturbances caused by HSS have maximum during the sunspots declining phase. These lead to two geomagnetic activity maxima in the 11-year sunspot cycle. In sunspot minimum, even during long periods without sunspots and without low-latitude coronal holes, geomagnetic disturbances are still observed.

Actually, geomagnetic activity can be divided into 3 components. The first one is the “floor”, equal to a_0 coefficient which represents the geomagnetic activity in the absence of sunspots. It is practically determined by the activity in the cycle minimum and varies smoothly from cycle to cycle. The second component is the geomagnetic activity caused by sunspot-related solar activity

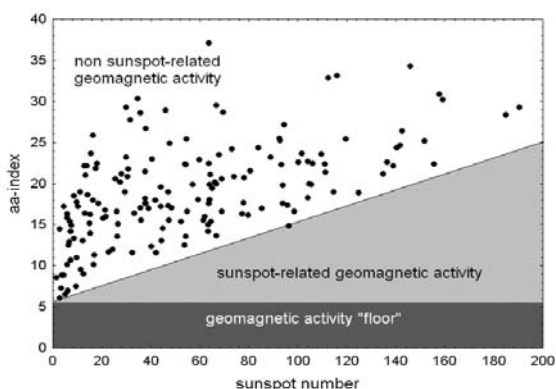


Fig. 1. Dependence of the geomagnetic activity on the sunspot number.

which is described by the straight line $aa_T = b.R$ so that $aa_R = a_0 + aa_T$. The slope b of this line also changes cyclically. The third component aa_P (the value above aa_R) is caused by HSS [1].

In this paper we look for the cause for the geomagnetic activity below a_0 . For that we consider the geomagnetic activity in solar minima only.

2. Data

There are several catalogues for the solar wind parameters, covering the last four solar cycles. Using the experimental data presented in OMNIWeb Data Explorer (<http://omniweb.gsfc.nasa.gov>), we can study different parameters characterizing the solar wind state near the Earth for the conditions of solar minimum. For the purpose of our investigation we separate the data in four different sets – those which are measured one year before and one year after the last four solar minima. These data sets cover the periods: (20–21) min 1975–1977; (21–22) min 1985–1987; (22–23) min 1995–1997; (23–24) min 2007–2009. In addition, every data set was divided into three different types, covering periods with CMEs (Fig. 2), HSS (Fig. 3) and background solar wind. We categorize a CME when we have the following properties of the interplanetary space plasma:

- Proton temperature $T_p < 0.5T_{ex}$, where $T_{ex} = 3(0.0106V_{sw} - 0.287)$ if $V_{sw} < 500$ km/s and $T_{ex} = (0.77V_{sw} - 265)$ if $V_{sw} > 500$ km/s ($V_{sw} =$ Flow Speed).
- Magnetic field magnitude $B \geq 10$ nT.
- Plasma Beta ≤ 0.8 for at least 5 hours.

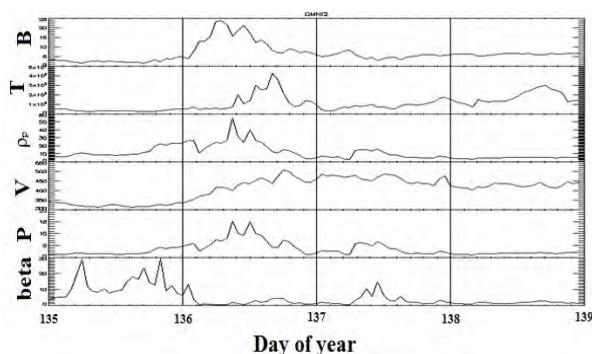


Fig. 2. Magnetic field B [nT], (first panel), Plasma Temperature T [K] (second panel), Proton Density N/cm^3 (third panel), Speed V km/s (forth panel), Flow pressure (fifth panel) and Total plasma beta (sixth panel) during a period of near Earth passing CME.

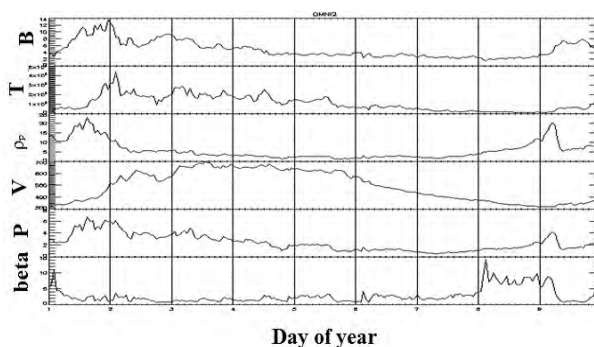


Fig. 3. Magnetic field B [nT], (first panel), Plasma Temperature T [K] (second panel), Proton Density N/cm^3 (third panel), Speed V km/s (forth panel), Flow pressure (fifth panel) and Total plasma beta (sixth panel) during a period of near Earth passing HSS.

The periods of HSS was determined by several catalogues [3–5].

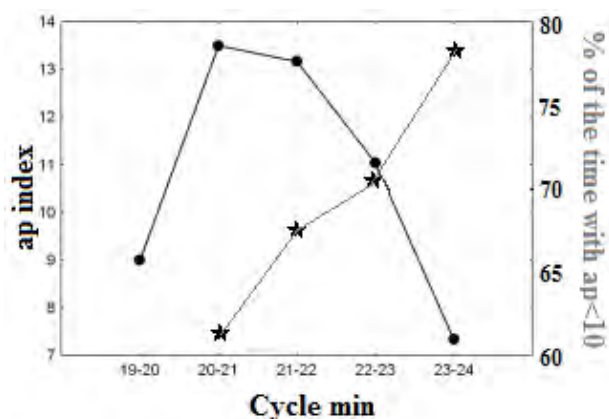


Fig. 4. Average Ap index in the last five solar minima and period of Ap < 10 index in the last four solar minima.

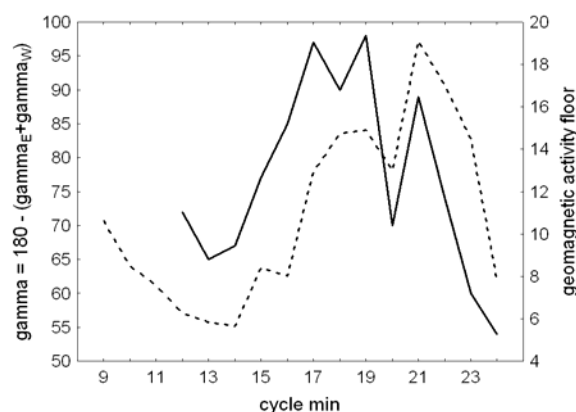


Fig. 5. Thickness of the helio-spheric current sheet (solid line) and geomagnetic activity floor (dashed).

3. Discussion

There is a declining trend of the average geomagnetic activity in the last four solar minima. This is caused by the increased period with Ap < 10 (Fig 4).

What is the source of geomagnetic activity in sunspot minima?

According to the recent theory, the geomagnetic activity even in solar minimum is caused by HSS and CME. On the one hand during the minima there is only a small number of CME events, and on the other hand most of the time the Earth is located inside the heliospheric current sheet and geomagnetic activity is lower than usual. The changes of geomagnetic activity are caused by:

❖ *Variations of the number and/or parameters of CME and/or HSS.* Our investigation shows that during the periods of minima, the time that the Earth is under the influence of CME is approximately 1,1% and the changes of the geomagnetic activity are not related to CME. The time that the Earth is under the influence of HSS is more than 50%, but there is no correlation between this time and geomagnetic activity (not shown), therefore we conclude that the number of HSS does not affect the geomagnetic activity significantly.

❖ *Variations of the thickness of the heliospheric current sheet.* Our investigation shows that the geomagnetic activity in the minimum is inversely proportional to the thickness [5] of the heliospheric current sheet (figure 5). The variations of the geomagnetic activity do not depend significantly on HSS and CME, but on the thickness of the heliospheric current sheet so we supposed that the main factor should be the background solar wind.

Using periods free of HSS and CME, we found out that the variations of background solar wind with speed less than 450 km/s influence the geomagnetic activity in a different way than the variation of background solar wind with speed greater than 490 km/s.

When the background solar wind is slower than 450 km/s, its average velocity during minima decreases, so does the average Ap index (Fig. 6). When the background solar wind is faster than 490 km/s, the increase of the average velocity leads to decrease of Ap index (Fig. 7).

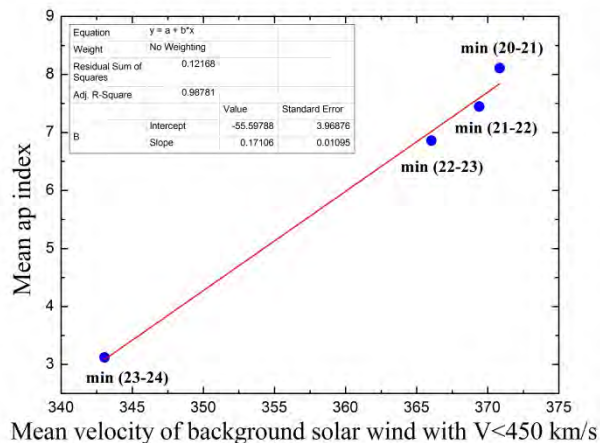


Fig. 6. Ap index in the last four solar minima in periods with background solar wind with $V < 450$ km/s.

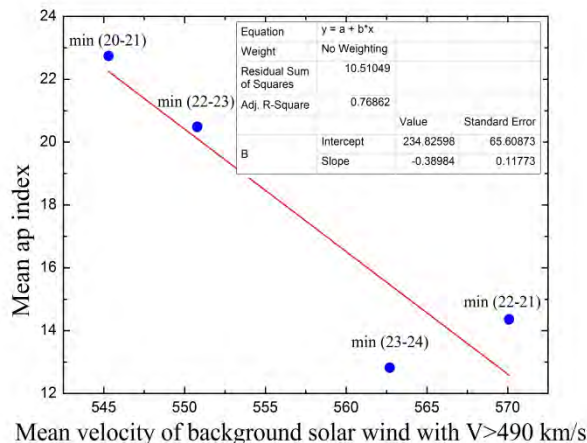


Fig. 7. Ap index in the last four solar minima in periods with background solar wind with $V > 490$ km/s.

The background solar wind faster than 490 km/s and HSS have similar influence on the geomagnetic activity. Probably they have the same origin – polar coronal holes, while the slower background solar wind comes from heliospheric current sheet.

4. Conclusions

There are two factors that determine the average geomagnetic activity during sunspot minima:

- The thickness of the heliospheric current sheet;
- The parameters of the solar wind.

These averages are not related with CME and/or HSS.

References

1. Kirov B., Obridko V.N., Georgieva K., Nepomnyashtaya E.V., Shelting B.D. // Geomagnetism and Aeronomy, 2013, **53**, 7, 813–817.
2. Lindblad B.A., Lundstedt H. // Solar Phys., 1981, **74**, 197.
3. Mavromichalaki H., Vassilaki A. // Solar Phys., 1988, **183**, 181–200.
4. http://www.space-science.ro/new1/HSS_Catalogue.html
5. Tlatov A.G. // Astronomy and Astrophysics, 2010, **522**, A27.

ПОИСК ХАОТИЧНОСТИ И ДЕТЕРМИНИЗМА В ИНДЕКСАХ АНОМАЛИИ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Киселев Б.В.

Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург

SEARCH OF CHAOTIC STATE AND DETERMINISM IN INDEXES OF SURFACE TEMPERATURE ANOMALIES

Kiselev B.V.

Saint-Petersburg State University, St. Petersburg

The surface temperature anomalies are researched by method of recurrence plot, method of statistic R/S-analysis and Higuchi method of determination fractal dimension. Separately we consider on surface temperature anomalies above The Continents, surface temperature anomalies at The World Ocean areas and also at Northern and Southern hemispheres.

В изменчивости климата определенную роль играет внутренняя динамика климатической системы Земли и внешние воздействия (например, солнечная активность). Ряды различных индексов нелинейны и нестационарны, поэтому целесообразно оценить хаотическую и детерминистическую составляющих в них. Такие оценки могут быть полезны при разработке моделей климата и прогноза. В качестве методов исследования применены метод рекуррентных диаграмм [1], R/S-анализ (показатель Харста) [2, 3], метод Хигучи определения фрактальной размерности [4] – удобные инструменты для определения детерминизма и хаоса во временных последовательностях. Обработывались месячные данные температурных аномалий поверхности суши и океана (<http://www.ncdc.noaa.gov>) с 1880 по 2013 годы.

Экман и др. [1] предложили способ отображения m -мерной фазовой траектории состояний $x(t)$ на двумерную квадратную двоичную матрицу размером $N \times N$, в которой 1 (черная точка) соответствует повторению состояния при некотором времени i в некоторое другое время j , а обе координатные оси являются осями времени. Таким образом мы получаем рекуррентную диаграмму (recurrence plot, RP): $R_{i,j} = \Theta(\varepsilon_i - \|\bar{x}_i - \bar{x}_j\|)$, $i, j = 1 \dots N$, где N – количество состояний x_i , ε_i – размер окрестности точки x_i в момент i , $\|\cdot\|$ – норма и $\Theta(\cdot)$ – функция Хэвисайда.

На рис. 1 приведены RP для глобальных аномалий. RP для океана структурирована, что характерно для процессов детерминированных. На RP для суши контуры размыты за счет появления на диаграмме одиночных точек, что говорит о зашумленности сигнала. RP для глобально поверхно-

сти суша-океан имеет как бы промежуточный характер, но более похоже на RP глобально для океана.

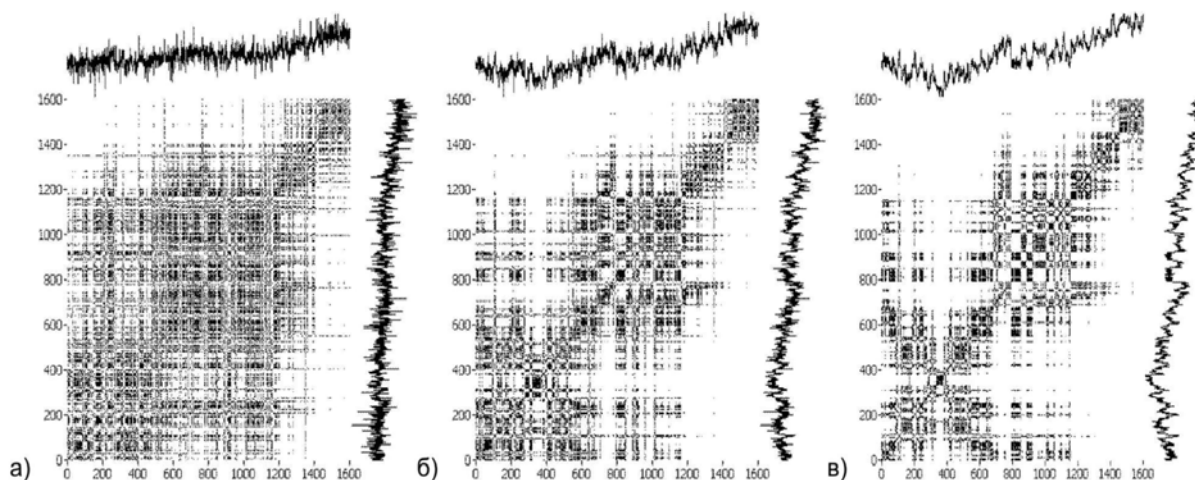


Рис. 1. Рекуррентные диаграммы:

а) – глобально суша, б) – глобально суша – океан, в) – глобально океан.

Структуры рекуррентных диаграмм можно анализировать численно, в [5–8] предложен ряд мер на основе подсчета плотности рекуррентных точек, построения распределения длин диагональных линий и меры, использующие плотность вертикальных (горизонтальных) структур. Мы используем меру CLEAN, которая определяет баланс детерминистской и стохастической составляющей в данных. Расчет меры CLEAN, показателя Харста (H), фрактальной размерности по Хигучи (D) для девяти позиций рядов аномалий представлены в таблице, так же указано процентное соотношение, занимаемое сушей и океаном.

	площадь	площадь	зона	CLEAN	H	D
1		100.0%	Глобально суша-океан	0.44	0.94	1.85
2		29.2%	Глобально суша	0.65	0.84	1.95
3		70.8%	Глобально океан	0.15	0.98	1.79
4	100.0%		Северное полушарие суша-океан	0.55	0.87	1.91
5	39.4%	19.7%	Северное полушарие суша	0.61	0.82	1.96
6	60.6%	30.3%	Северное полушарие океан	0.24	0.95	1.77
7	100.0%		Южное полушарие суша-океан	0.30	0.96	1.8
8	19.0%	9.5%	Южное полушарие суша	0.97	0.82	1.94
9	81.0%	40.5%	Южное полушарие океан	0.21	0.97	1.77

Легко убедиться, что нет однозначного соответствия между значениями меры CLEAN, H, D и между площадью, которые занимает суша или океан.

Меры отражают физические процессы, информация о которых содержится в рядах аномалий приземной температуры.

Из таблицы следует, что мера CLEAN для температурных аномалий поверхности суши глобально и по полушариям больше, чем для аномалий поверхности океана, ряд аномалий для поверхности океана более детерминированы, чем ряд аномалий для поверхности суши. В аномалиях для поверхности земли велика хаотическая составляющая.

Это также подтверждается тем, что H для океана больше, чем H для суши, и D для поверхности суши больше, чем для поверхности океана, т. е. температурные ряды для океана более трендоустойчивы и менее изрезаны, чем для суши. Таким образом, численные расчеты подтверждают результаты визуального анализа рекуррентных диаграмм.

Результаты расчетов также подтверждают различия между полушариями. Мера CLEAN для аномалии суша-океан северного полушария больше, чем для южного, соответственно 0.55 и 0.30, следовательно, ряд аномалий суша-океан для северного полушария более случаен (более зашумлен) чем ряд аномалий для южного полушария. Это также подтверждается значениями H и D . Показатель H для аномалий южного полушария больше чем для северного, а показатель D для аномалии северного полушария больше чем для южного. Это означает, что ряд аномалии для южного полушария более трендоустойчивы и менее изрезаны, чем ряды для аномалий северного полушария. Следует подчеркнуть еще одну особенность. Значения меры CLEAN для аномалии суша-океан и аномалии суша северного полушария по порядку величины имеют близкие значения, 0.55 и 0.61 соответственно. Для южного полушария наблюдается иная особенность, близкие значения по порядку величины имеют меры CLEAN для аномалии суша-океан и аномалии океана, соответственно 0.30 и 0.21. Аналогичный результат получается при сопоставлении значений показателей H и D . Так для южного полушария H для аномалий суша-океан и океан фактически одинаковы, 0.96 и 0.97. Следовательно, для северного полушария существенную роль в формировании ряда аномалии температуры играет поверхность суши, для южного полушария основную роль играет поверхность океана. Это говорит об относительной самостоятельности развития метеорологических процессов северного и южного полушарий. Сравнение показателей для рядов глобальных аномалий дает несколько иную картину по сравнению с полушариями. Величина меры CLEAN для глобальной аномалии океана уменьшилась до значения 0.15, для полушарий было северное 0.24 и южное 0.21, ряд стал более детерминированным. Для глобальной аномалии суши мера CLEAN одного порядка с мерой для суши северного полушария, 0.65 и 0.61 соответственно, хаотичность ряда увеличилась, но незначительно. В целом для глобальной аномалии суша-океан мера CLEAN приняла «в некотором смысле компромиссное значение 0.44 как среднее для соответствующих позиций». Учитывая, что визуально рекуррентная диаграмма для гло-

бальной аномалии суша-океан почти подобна диаграмме для глобальной аномалии океана, можно предположить, что в общей структуре глобальных аномалий земля-океан, глобальные аномалии суши в какой-то мере выступают как помеха.

Все сказанное подтверждается анализом автокорреляционной функции (АКФ) температурных аномалий (рис. 2). АКФ для океана спадает значительно медленнее, чем для суши. АКФ для севера и юга существенно различны, для севера виден годовой ход, для юга периоды более 30 месяцев.

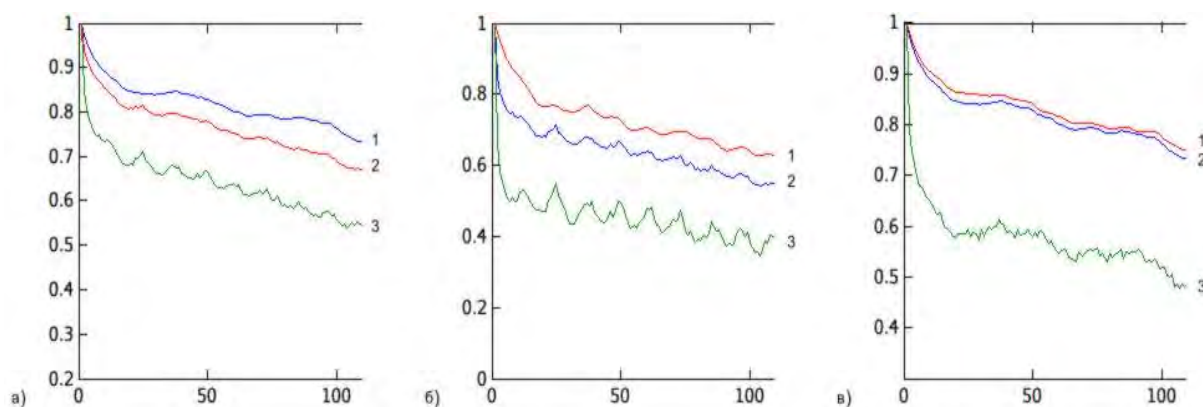


Рис. 2. Графики автокорреляционной функции температурных аномалий:
а) – глобально, б) – северное полушарие, в) – южное полушарие
(1 – океан, 2 – суша-океан, 3 – суша).

Выводы

Ряды для аномалий приземной температуры для суши хаотичны, для океана детерминированы. Динамика климата южного полушария определяется океаном, для северного полушария роль суши и океана в динамике климата паритетна. В глобальной динамике климата, северное и южное полушария обладают относительной самостоятельностью. Подобный эффект различия в рядах аномалий приземной температуры можно объяснить влиянием рельефа различных масштабов на изменчивость значений приземной температуры [9] и разностью термического состояния поверхности земли и океана [10].

Литература

1. Eckmann J.P., Kamphorst S.O., Ruelle D. *Europhysics Letters*. 1987. V. 5. P. 973.
2. Hurst H. *Transactions of American society of civil engineers*. 1951. V. 116. P. 770.
3. Федер Е. *Фракталы*. – М.: Мир, 1991. – 261 с.
4. Higuchi T. *Physica D*. 1988. V. 31. P. 277–283.
5. Zbilut J.P., Webber Jr. C.L. *Physics Letters A*. 1992. V. 171. (3–4). P. 199–203.
6. Marwan N., Meinke A. *Inter. J. of Bifurcation and Chaos*. 2004. V. 14 (2). P. 761.
7. Webber Jr. C.L., Zbilut J.P. *Journal of Applied Physiology*. 1994. V. 76 (2). P. 965.
8. Киселев В.Б. *Науч.тех. вестник СПбГУИТМО*. СПб. 2007. Вып. 20. С. 121.
9. Оганесян В.В. *Труды Гидрометцентра России*. 2002. В. 337. С. 67–72.
10. Богомолов Л.А. Судакова С.С. *Общее землеведение*. М.: Недра, 1971. – 228 с.

АНАЛИЗ НМИ МАГНИТОГРАММ МЕТОДАМИ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНОЙ ТОПОЛОГИИ

Князева И.С., Макаренко Н.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

ANALYSIS OF HMI MAGNETOGRAM WITH THE COMPUTATIONAL TOPOLOGY APPROACH

Knyazeva I.S., Makarenko N.G.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

In this article we propose to use topological invariants for describing topological complexity of magnetic field in the active region (AR). As data HMI magnetograms from SDO serve. These invariants came from computational topology of the random field and called persistent homology. These include so called Betti numbers which is just number of connected components and the holes for level set of random fields. Lifetime of this components and holes called persistence. These invariants gives the picture of distribution and structure of critical points of random fields, that is why closely connected with the complexity of field. This makes them promising descriptors of dynamic regimes of the AR.

В последние годы качество солнечных наблюдательных данных существенно увеличилось. После запуска космической обсерватории SDO с НМИ магнетографом на борту, стал возможен непрерывный мониторинг фотосферного векторного магнитного поля [1]. Новые данные увеличили надежды понять динамические сценарии магнитного поля Солнца и их роль в эволюции вспышечных Активных Областей. В настоящей работе мы дополняем множество существующих дескрипторов [2] топологическими инвариантами паттернов фотосферного магнитного поля. Их достоинством является устойчивость к шумам в данных и возможность построения дескрипторов непосредственно на наблюдаемых отсчетах поля. Наблюдаемое фотосферное магнитное поле рассматривается как реализация достаточно регулярного случайного поля. Рассмотрим множество интервалов $(-\infty, h]$, образованных выбросами скалярной компоненты поля выше заданного уровня h . Ясно, что при этом интервалы более высокого уровня содержатся в выбросах меньшего уровня. Таким образом получается фильтрация поля, состоящая из цепочки вложенных геометрических структур [3]. Локальные свойства поля меняются при пересечении критических точек: минимумы порождают новые компоненты связности, а максимумы их «убивают». При этом могут возникать и «затягиваться» дыры – области ограниченные циклами, которые нельзя стянуть в точку. Случайные поля отличаются количеством, размером и величиной структур которые встречаются в них при фильтрации. В частности гауссово поле характеризуется симметричными "пиками" и "впадинами" и отсутствием каких-

либо "выдающихся" структур. Логнормальные (или перемежаемые) поля, напротив, будут выделяться присутствием пекулярных структур: очень "высоких" пиков или "глубоких" провалов, которые "перемежаются" мелкомасштабными долинами.

Необходимый математический формализм подхода можно найти в работах [3, 4]. Поясним численный алгоритм фильтрации на примере. Представим себе двумерный ландшафт. Будем сканировать его сверху вниз, плоскостью ортогональной нормали к носителю и рассматривать как единое целое все что осталось выше плоскости (Рис. 1).

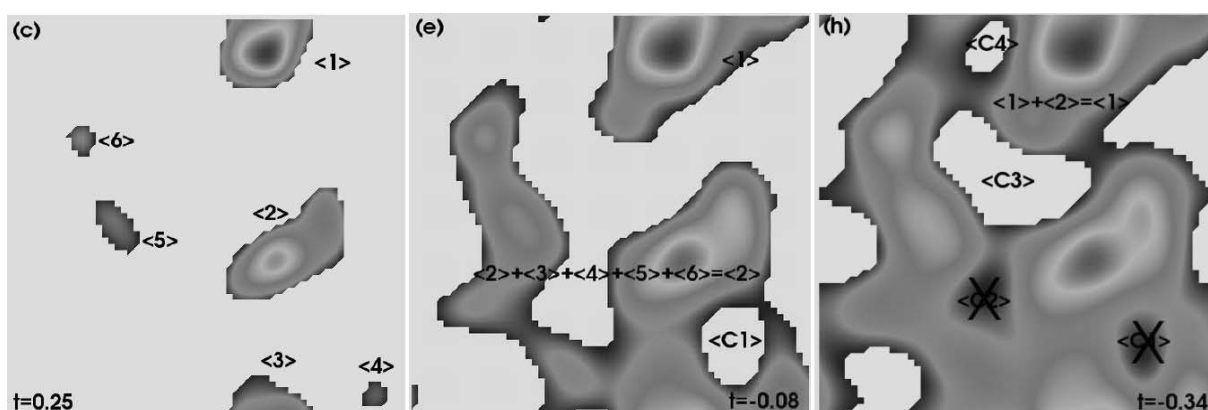


Рис. 1. Изменение структур случайного поля в зависимости от сечения.

На каждом сечении можно фиксировать связанные структуры и дыры в них. Эти структуры образуют группы 0-мерных и 1-мерных гомологий. Ранги групп, т.е. число неэквивалентных классов компонент и дыр называются числами Бетти. Так, число b_0 соответствует связным компонентам, число b_1 дырам в них. Важно отметить, что появление и исчезновение компонент происходит в критических точках на разных уровнях. Поэтому, числа Бетти полностью характеризуют структуру экстремумов на различных сечениях. Следовательно, зависимость чисел Бетти от уровней дает информацию о типе поля. Например, для гауссова поля эти кривые будут гладкими и довольно широкими, для полей с перемежаемостью напротив очень узкими и высокими, но с длинными хвостами, что соответствует большому количеству экстремумов вблизи небольших величин и малому числу выбросов с очень большими значениями.

В качестве иллюстрации, на Рис. 2 приведены кривые чисел Бетти для двух активных областей, очень большой и вспышечно активной области АО 11158 и небольшой области АО 11072, давшей только несколько вспышек класса В. Из рисунка видно, что несмотря на то, что визуально кривые очень похожи, число компонент b_0 и b_1 отличается в несколько раз. Таким образом характеристики этих кривых могут быть использованы как дескрипторы активных областей. Время жизни числа компонент и дыр можно отобразить в виде так называемой диаграммы персистентности (или живучести).

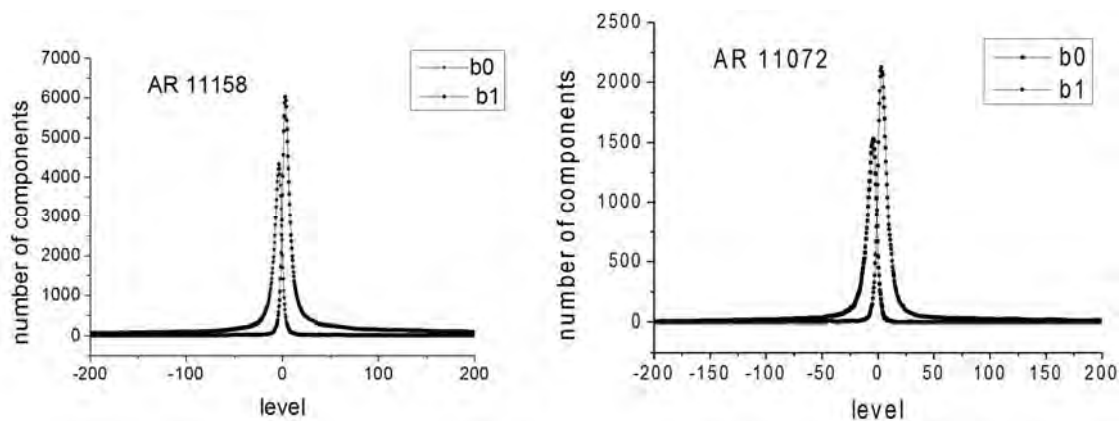


Рис. 2. Распределение чисел Бетти0 и Бетти1 для фрагментов двух областей.

Каждой компоненте (b_0) или дыре (b_1) соответствует точка на диаграмме, где по оси x отложена плотность, т.е. полусумма уровней рождения и смерти, а по оси y разность между уровнем на котором компонента появилась и исчезла, т.е. время жизни или персистентность (Рис. 3).

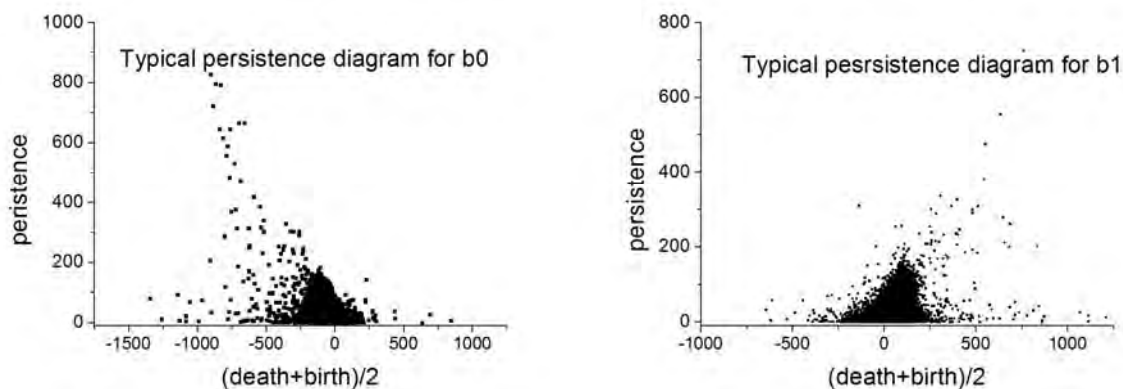


Рис. 3. Типичный вид диаграммы персистентности для активной области.

Для анализа изменений инвариантов во времени мы использовали временную последовательность магнитограмм активных областей. Для каждого фрагмента были вычислены числа b_0 и b_1 и диаграмма персистентности. После этого, для каждой диаграммы строились интегральные характеристики – альтернированные суммы b_0-b_1 . Мы приводим здесь эволюционные кривые для двух активных областей АО 11158 и АО 11520, примечательных тем, что они дали сильные X вспышки находясь практически в центре диска. Эти кривые показаны на рис. 4 и рис. 5 для чисел Бетти и их альтернированной суммы. Динамику этих кривых можно трактовать следующим образом. В процессе эволюции АО наблюдается увеличение сложности, что соответствует росту как компонент (b_0), так и дыр (b_1). Приблизительно за двое суток перед сильными вспышками возникает провал в разности компонент и дыр. Этот эффект может быть обусловлен всплытием нового потока, который вызывает увеличение дыр в старых связанных областях.

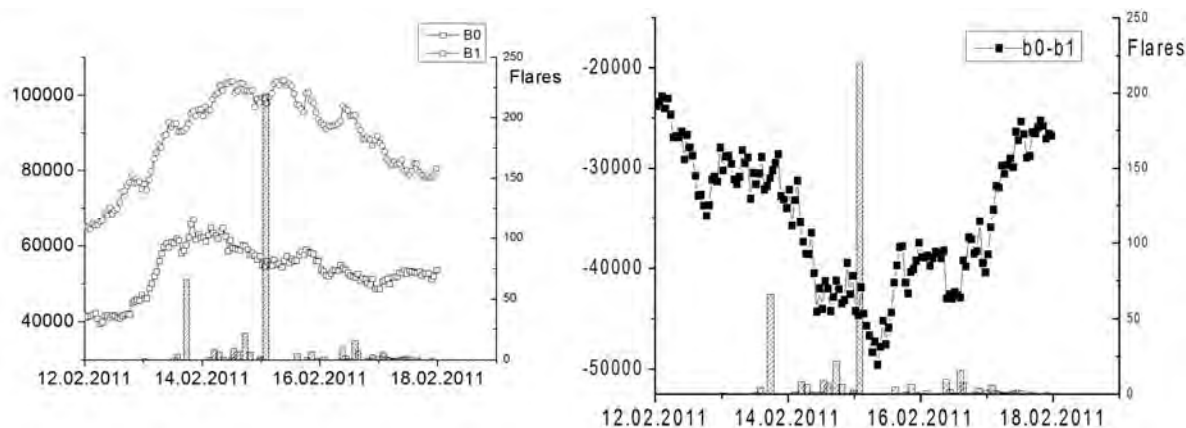


Рис. 4. Кривые для АО 11158, столбики соответствуют вспышечной продуктивности.

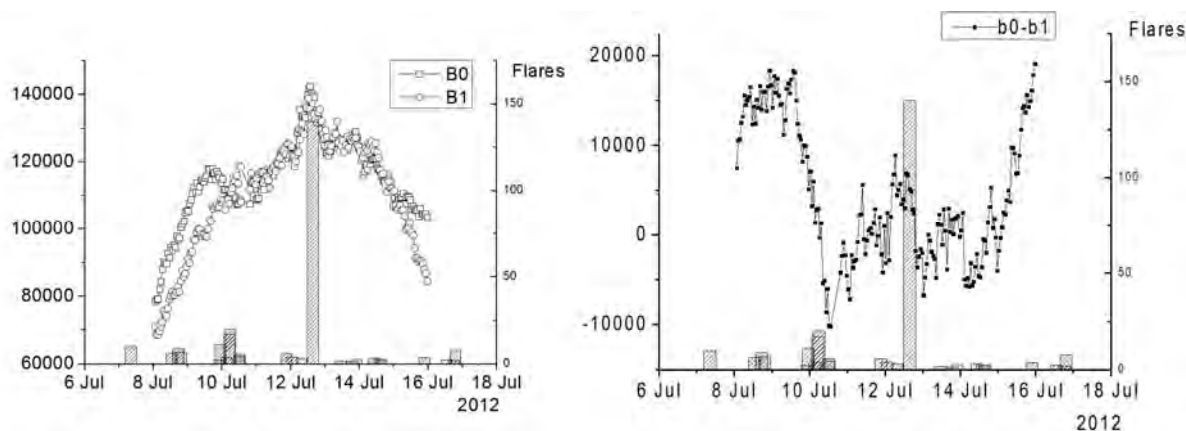


Рис. 5. Кривые для АО 11520, столбики соответствуют вспышечной продуктивности.

Заключение

В работе предложено использование топологических инвариантов — чисел Бетти, для описания сложности магнитного поля АО. Показано, что с их помощью можно количественно оценить топологическую сложность АО. Эволюционную динамику инвариантов можно связать со вспышечной активностью области. Предложенные инварианты слабо зависят от шумов в данных и вычисляются непосредственно по отсчетам магнитограмм.

Работа выполнена при частичной поддержке Программы П22 Президента РАН.

Литература

1. *J.T. Hoeksema, Y. Liu, et al*, Sol. Phys. vol. 289, pp. 3483–3530, 2014.
2. *G. Barnes and K.D. Leka*. ApJ, v. 688, L107-L110, 2008.
3. *R.J. Adler, Taylor J.E.* Topological Complexity of Smooth Random Functions, Springer. 2011.
4. *H. Edelsbrunner, J.L. Harer.* Computational Topology. Introduction. Amer. Math. Soc. Providence, Rhode Island, 2010.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СТРУКТУРЫ ВОЗДЕЙСТВИЯ ПРОЯВЛЕНИЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ НА ВЕРХНЮЮ АТМОСФЕРУ ЗЕМЛИ ПО ДАННЫМ ТОРМОЖЕНИЯ ИСЗ

Комендант В.Г.¹, Кошкин Н.И.², Рябов М.И.³, Сухарев А.Л.³

¹*Кафедра астрономии ОНУ им. И.И. Мечникова*

²*НИИ Астрономическая обсерватория ОНУ им. И.И. Мечникова*

³*Одесская обсерватория «Уран-4» РИ НАНУ*

DETERMINATION OF STRUCTURE EFFECTS OF SPACE WEATHER ON THE UPPER ATMOSPHERE OF THE EARTH ACCORDING TO THE INHIBITION OF ARTIFICIAL EARTH SATELLITES

Komendant V.G.¹, Koshkin N.I.², Ryabov M.I.³, Sukharev A.L.³

¹*Astronomy Department of Odessa I.I. Mechnikov national university*

²*Scientific Research Institute Astronomical Observatory of Odessa*

I.I. Mechnikov national university

³*Odessa observatory of Radio astronomical Institute NANU*

Applay of the method of time-frequency analysis allows to reveal the detailed structure of the manifestations of the influence of the state space weather on the upper atmosphere of the Earth. Sensitive indicator of such changes are low-orbit satellites. The dynamics of inhibition of five low-orbit satellites was viewed as indicators manifestations of the influence of space weather on the upper atmosphere of the Earth. The study period includes phases of decay and a long minimum of 23-rd solar cycle, phases of growth and maximum of 24-th solar cycle. In dynamic of inhibition of all the analyzed satellite pronounced regular inhibition effects with extended periods of 2–4 years and short-period effects with periods less than one year. The satellites with orbital inclinations close to the equator detected periods with trend from 25–28 days to 1–1,3 months.

Введение

Эволюция орбиты и торможение ИСЗ зависят от: гравитационных возмущений (притяжение Солнца, Луны и других планет); сжатия Земли; магнитного поля Земли; светового давления; заряженных и нейтральных частиц (эффект от них мал поэтому им пренебрегают); аэродинамических возмущений (атмосферы Земли). Вариации плотности вызывают изменение высоты спутника в атмосфере [1, 2]. Плотность атмосферы постоянно изменяется и зависит не только от широты и высоты над поверхностью Земли, но и от солнечной активности и состояния космической погоды. В данной работе искусственные спутники Земли (ИСЗ) используются как индикаторы воздействия космической погоды и проявлений солнечной активности на верхнюю атмосферу Земли.

Наблюдательные данные

Для анализа были взяты пять ИСЗ с номерами в каталоге NORAD: 25860, 27700, 12054, 25064, 23757. Данные спутники имеют следующие

элементы орбит: Полярные: №5860: $i = 98^\circ$; $e = 0.0002$; $a = 655$ км; №27700: $i = 97^\circ$; $e = 0.005$; $a = 486$ км. Среднеширотный: №12054: $i = 65^\circ$; $e = 0.007$; $a = 522$ км. Экваториальные: №25064: $i = 34.9^\circ$; $e = 0.0007$; $a = 507$ км; №23757: $i = 22.9^\circ$; $e = 0.0009$; $a = 499$ км.

Все спутники наблюдались на протяжении 9 лет (2005–2013 гг.). Спутник 27700 наблюдался на протяжении 8 лет (2005–2012 гг.). Изучаемые спутники двигались в неуправляемом режиме, а спутник 27700 к концу периода наблюдения они сгорел в атмосфере. Наблюдения данных спутников приходятся на фазу спада 23 солнечного цикла и начало 24 солнечного цикла, а также фазу минимума между ними.

Спектральный анализ

Спектральный анализ – это один из методов обработки сигналов, который позволяет охарактеризовать частотный состав измеряемого сигнала. Основой для данного анализа является преобразование Фурье. Оно связывает значения временного ряда с их представлением в частотной области. Недостаток метода заключается в том, что если амплитуда какой-то гармоники изменилась в некоторый период времени, данный метод, не сможет показать в какой именно момент времени это произошло. Одним из вариантов устранения этих недостатков было предложено применять метод не ко всему процессу, а к процессу в пределах некоторого временного окна, которое постепенно сдвигается [3]. Для пересчета коэффициентов получившегося ряда используют алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ). В данной работе для построения спектрограмм использовался алгоритм «Винограда». Данный алгоритм имеет существенное преимущество перед другими, когда операция умножения более трудоемкая, чем сложение [4].

Результаты

Для первичной обработки данных использовалась программа STATISTICA 8. Анализировались данные по изменению коэффициента торможения спутников в атмосфере (Bstar). В связи с тем, что ряды данных представлены на неравномерной временной шкале, использовалась интерполяция методом B-сплайна. На Рисунке 1 приведен пример графика изменения коэффициента торможения спутника 25064 на исследуемом временном интервале.

Из полученных графиков видно, что в фазе минимума солнечной активности присутствуют квазипериодические колебания с интервалом 27–30 дней. Кроме того на данных наблюдений отмечаются внезапные (аномальные) периоды торможения с периодом около трех месяцев.

Так как наблюдения спутников охватывают различные состояния солнечной активности, периоды их наблюдения делились на два промежутка: 2005–2009 гг., 2010–2013 гг.

При помощи фурье-анализа строились периодограммы для этих промежутков времени. Пример периодограмм приведен на Рисунке 2.

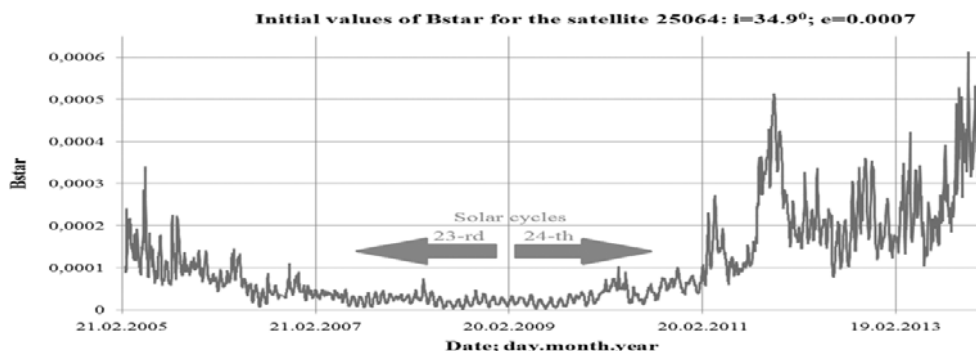


Рис. 1. Исходные данные для экваториального спутника 25064.

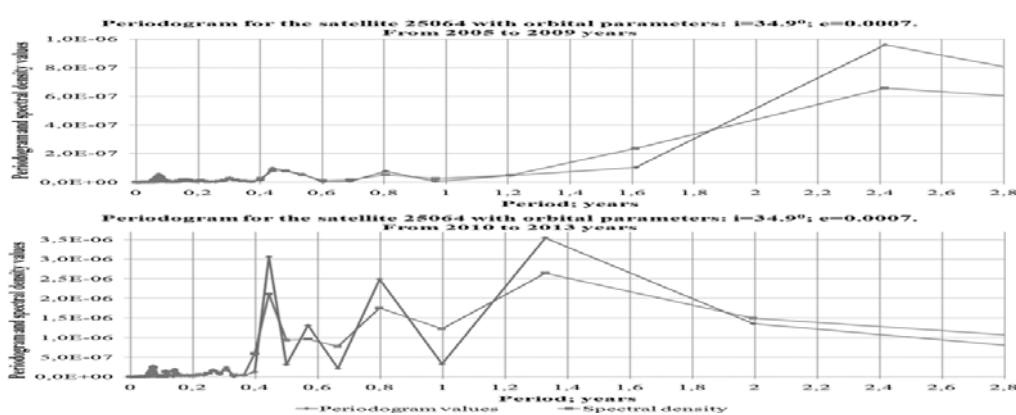


Рис. 2. Периодограммы для двух промежутков времени для экваториального спутника 25064.

Таблица 1.

Number of satellite	25860		27700		12054		25064		23757	
	Date 2005-2009	Date 2010-2013	Date 2005-2009	Date 2010-2013	Date 2005-2009	Date 2010-2013	Date 2005-2009	Date 2010-2013	Date 2005-2009	Date 2010-2013
Periods;	2,4*	5,3**	2,4*	1,2*	2,4*	2*	2,4*	1,3*	2,4*	5,3**
Year - *	5,27**	9,6**	1,2*	5,8**	9,6**	5,32**	5,27**	5,3**	9,7**	~1,3*
Months - **	9,7**	2*	5,3**	~27***	5,27**	6,8**	9,7**	9,6**	5,3**	9,57**
Days - ***	2,5**	6,8**	26***	22***	6,44**	9,6**	~27***	6,8**	25,6***	6,8**
	14,6***	3,2**	3,2**	1,7**	2,4**	4,35**	29,4***	~27***	3,6**	3,6**
	~1**	3,7**	2,1**		3,62**	3,68**	3,6**	3,68**	26,7***	~27***
	20,7***	26,5***	~27***			2,4**		1,7**	2,2**	1,7**
	1,8**		~30***					3,2**	~9***	
	3,4**		4,1**							
			~9***							

В полученных периодограммах выявили периоды, начиная от 9 дней и заканчивая 1,3–2,4 года. Некоторые периоды приведены в Таблице 1. Причем в периодограммах, построенных на промежутке 2005–2009 гг., для всех спутников период с максимальной амплитудой равен 2,4 года. В то время как для периодограмм, построенных на промежутке времени 2010–2013 гг., период с максимальной амплитудой отличается. Для полярных и среднеширотного спутников на этом промежутке времени самая долгопериодическая составляющая равна 2 годам. У экваториальных – 1,3 года.

Для выявления времени существования периодических составляющих применялась программа PSELab [5]. Результат ее применения для экваториального спутника 25064 приведен на Рисунке 3. Были обнаружены периоды с трендом от 25–28 дней до 1–1,3 месяцев. В Таблице 2 показаны некоторые обнаруженные периоды из спектрограмм для всех исследуемых объектов. Около полугодовой период присутствует на всем промежутке наблюдения для всех спутников. Периоды более года присутствуют на всем интервале наблюдений не для всех ИСЗ. В дальнейшем предполагается отождествление полученных данных с проявлениями солнечной активности и магнитных бурь. Это имеет практическое значение для определения комплексного воздействия различных проявлений космической погоды на состояние верхней атмосферы Земли, создающие основу для прогнозирования.

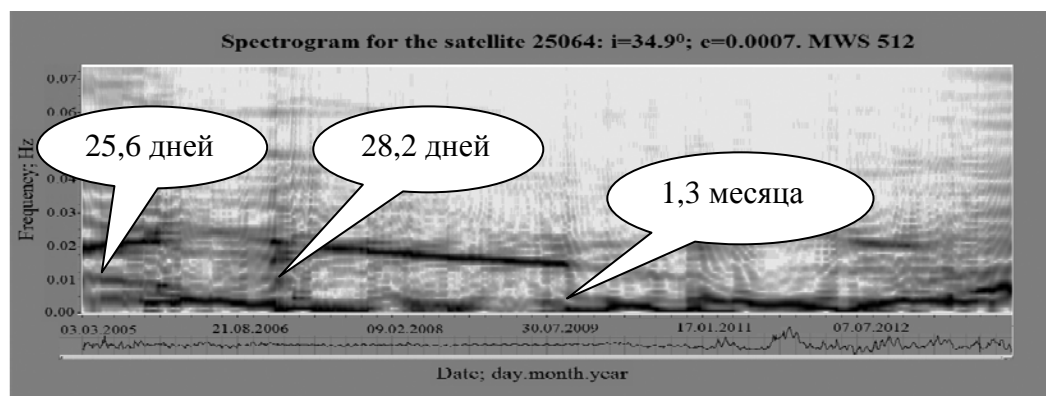


Рис. 3. Спектрограмма для экваториального спутника 25064.

Таблица 2.

Number of satellite	25860		27700		12054		25064		23757	
	MWS									
Periods;	3,4*	2,5*	2,6*	2,9*	2,4*	2,4*	3,4*	3,6*	3,3*	3,7*
Year - *										
Months - **	7,4**	1,4*	7,1**	1,7*	7,4**	1,4*	7,2**	2,1*	7,7**	1,9*
Days - ***	1,8**	5,9**	4,4**	6,8**	5,2**	8,5**	5,4**	11,7**	4,5**	1,05*
	25,9***	1,5**	1**	1,1**	3,3**	5,8**	1,3**	5,8**	1**	6,1**
	14,5***	27,1***	16,3***	1**	2,2**	3,7**	28,2***	1,5**	27,4***	1,6**
		14,5***	10,7***	16,3***	25,6***	2,9**	26,4***	29,9***	24,4***	27,4***
			8***	10,9***		1,4**				
						27,4***				

Литература

1. В.В. Белецкий. Движение искусственного спутника относительно центра масс. М., 1965 г., 416 с.
2. А. Рой. Движение по орбитам. М.: Мир, 1981 г., 544 с.
3. С.Л. Марпл–мл. Цифровой спектральный анализ и его приложения. Пер. с англ. – М.: Мир, 1990, 584 с.
4. А. Оппенгейм, Р. Шафер. Цифровая обработка сигналов. М.: Техносфера, 2006 г., 856 с.
5. PSELab [Электронный ресурс] / POWER SPECTRUM ESTIMATION LABORATORY. – Режим доступа: <http://pselab.ru/>.

ВЕРОЯТНОСТЬ ИМПУЛЬСНОГО СОБЫТИЯ В РАДИОУГЛЕРОДНОМ РЯДУ В VIII–XI ВЕКАХ

Константинов А.Н., Ковылова Е.Г.

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

IMPULSIVE EVENT PROBABILITY IN THE RADIOCARBON RECORD IN VIII–XI CENTURIES

Konstantinov A.N., Kovylova E.G.

St. Petersburg State Polytechnical University

The abundance of cosmogenic isotopes in natural samples is the main source of information about past variations of cosmic ray intensity, in the solar activity and in the strength of the geomagnetic field. Sharp increases could originate from powerful impulsive events such as solar flares, gamma-rays from supernova explosions and gamma-ray bursts.

A significant increase in the radiocarbon record has been detected recently in tree rings around AD 775 [2]. Both large solar proton event (SPE) [9] and gamma-ray burst (GRB) in our Galaxy [5] are favored as a source. However, either of the explanations faces difficulties of low event rate because of detection of a similar peak around AD 993 [3, 4]. What is more, we know other similar result [1].

We carried out a statistical analysis of these three data sets.

It is shown that AD 775 event differs fundamentally from AD 993 and AD 1006 events, because the last two can be explained without the assumption of the impulsive event.

Введение

Данные по относительному содержанию космогенных изотопов в природных архивах являются основным источником информации об интенсивности космических лучей, солнечной активности и геомагнитном поле в прошлом. В кратковременных вариациях находят отражение мощные импульсные события, такие как солнечные вспышки, вспышки близких сверхновых и гамма-всплески.

Недавно в кольцах деревьев был обнаружен пик содержания радиоуглерода в 774–775 г. [2]. Среди предложенных объяснений основными являются два: сверхмощная солнечная вспышка [9] и галактический гамма-всплеск [5]. Обнаружение подобного пика в 993 г. [3] сильно ослабило позиции данных гипотез из-за слишком большой частоты событий [4]. Более того, нам известен еще один подобный результат, полученный при попытке обнаружить гамма-излучение Сверхновой 1006 г. [1].

Нами был проведен статистический анализ этих трех временных рядов. Показано, что радиоуглеродный пик 775 г. принципиально отличается от пиков 993 и 1006 гг., поскольку последние можно объяснить при отсутствии импульсного события.

Методика статистического анализа

Ряд $\Delta^{14}\text{C}$ содержит в себе много сигналов, отвечающих вариациям известных источников. Следовательно, основной задачей является фильтрация данных и оценка вероятности наличия в них независимого значимого сигнала.

Учет влияния магнитного поля Земли и долговременных вариаций солнечной активности осуществляется вычитанием из данных калибровочной кривой IntCal09[6]. При обнаружении фиксируемого скачка, далее оценивается коэффициент корреляции данных с профилем, соответствующим случаю импульсного события. Профиль взят из работы [5]. Отметим, что для получения необходимого профиля авторам [5] пришлось изменить коэффициенты обмена в углеродообменной модели.

Поскольку мы не имеем данных о солнечной активности в тот период, для учета модулирующего действия солнечной активности на поток ГКЛ применялся следующий подход: чисто математически методом наименьших квадратов подбиралась синусоида, после чего ее амплитуда и период сравнивались с измеренными значениями [8].

Данные, полученные в результате вычета калибровочной кривой и синусоиды наилучшего приближения, анализируются на принадлежность выборки нормальному распределению, то есть на предмет наличия значимого сигнала.

Результаты

Анализ данных в окрестности события 993 г. (рис. 1) показал большое значение коэффициента корреляции данных с профилем, соответствующим случаю импульсного события ($r_1 = 0.82$). Период синусоиды наилучшего приближения оказался равен $T = 14 \pm 1.1$ лет, амплитуда $A = 3.8 \pm 1\%$, что согласуется с наблюдательными данными [8]. Таким образом, ход кривой может быть также объяснен воздействием солнечной модуляции, а именно 11-летнего цикла ($r_2 = 0.57$). Следовательно, результаты анализа не позволяют однозначно утверждать, что в 993 г. было зарегистрировано импульсное событие. Аналогичный вывод был получен в результате рассмотрения ряда $\Delta^{14}\text{C}$ в 1003–1020 гг. (рис. 2) ($r_1 = 0.71$, $r_1 = 0.62$). Параметры синусоиды наилучшего приближения равны $T = 14.2 \pm 1$ года, $A = 3.7 \pm 1.3\%$.

Комплексный анализ данных 988-1018 гг. и 1003-1020 гг. показал согласование в пределах погрешности как в локализации волны 11-летнего цикла, так и в ее параметрах ($T = 14$ лет, $A = 3.9 \pm 0.8\%$). Данный факт является существенным доводом в пользу объяснения хода кривой $\Delta^{14}\text{C}$ влиянием солнечной модуляции, особенно в силу того обстоятельства, что анализируемые данные были получены в разное время в разных лабораториях в результате исследований различных образцов. Полученные результаты не противоречат косвенным данным о солнечной активности в прошлом [7].

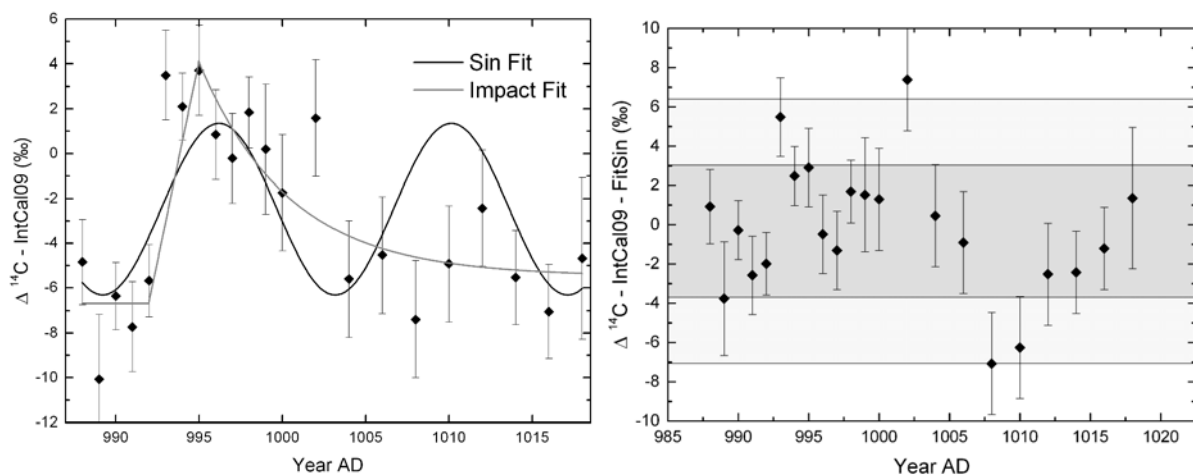


Рис. 1. Данные в окрестностях 993 г. *Слева:* данные за вычетом калибровочной кривой. *Справа:* данные за вычетом калибровочной кривой и синусоиды наилучшего приближения.

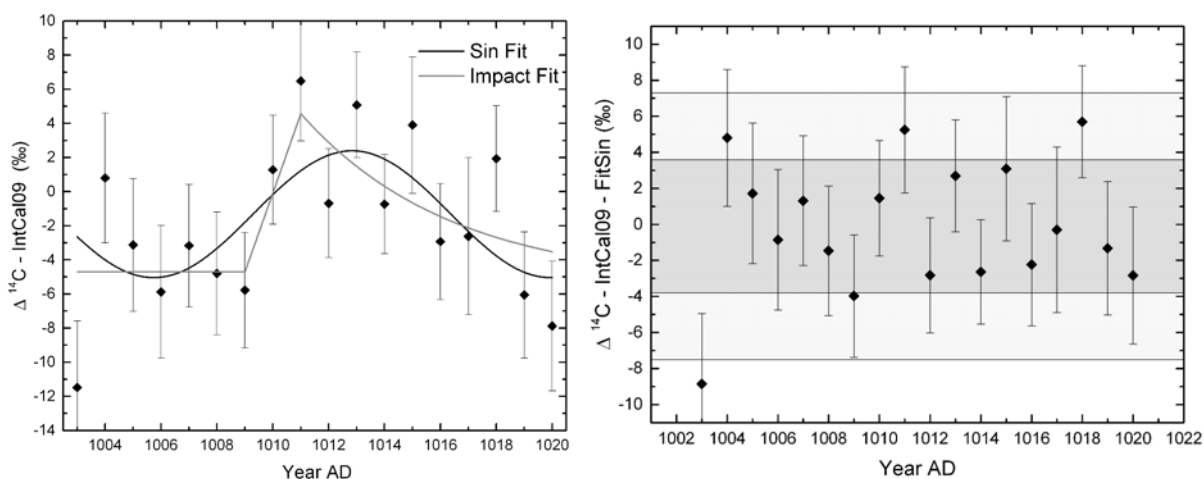


Рис. 2. Данные в окрестностях 1006 г. *Слева:* данные за вычетом калибровочной кривой. *Справа:* данные за вычетом калибровочной кривой и синусоиды наилучшего приближения.

Коэффициент корреляции экспериментальных данных в окрестности события 775 г. (рис. 3) с профилем, соответствующим случаю импульсного события, крайне высок ($r_1 = 0.93$). При попытке локализации волны 11-летнего цикла была получена синусоида с параметрами $T = 22.6 \pm 2$ года, $A = 5.3 \pm 1.2$ ‰. Такие значения не позволяют трактовать ее как отражение 11-летней солнечной модуляции.

При аппроксимации с учетом непостоянства параметров 11-летнего цикла была получена кривая, хорошо согласующаяся с экспериментальными данными ($r_2 = 0.82$) и имеющая допустимые для волны 11-летнего цикла характеристики ($A_1 = 5.6 \pm 1.2$ ‰, $T_1 = 16 \pm 1.8$ лет, $A_2 = 1.6 \pm 0.5$ ‰, $T_2 = 13.4 \pm 1.8$ года). Остаточные данные после ее вычета с высокой вероятностью не представляют собой шум, но содержат значимый сигнал.

На основании вышесказанного можно заключить, что событие 775 г. не может быть объяснено совместным действием известных постоянных факторов.

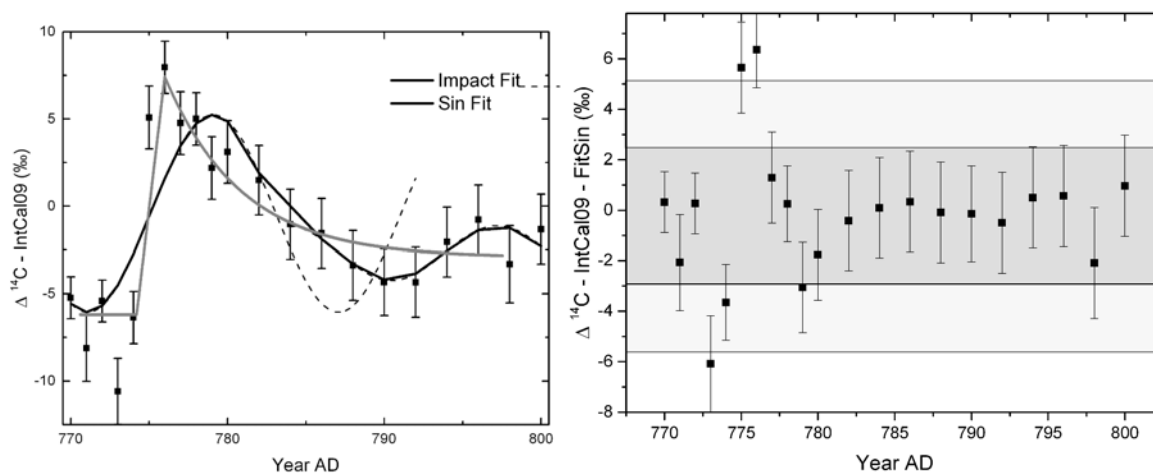


Рис. 3. Данные в окрестностях 775 г. Слева: данные за вычетом калибровочной кривой. Справа: данные за вычетом калибровочной кривой и модифицированной синусоиды.

Заключение

В результате анализа данных высокого разрешения по содержанию ^{14}C в кольцах деревьев за 770–800, 988–1018 и 1003–1020 гг. н. э. были сделаны следующие выводы:

1. События 993 и 1006 гг. могут быть объяснены как результат совместного действия постоянных источников, влияющих на скорость образования ^{14}C в атмосфере, и не могут быть однозначно трактованы как отклик на импульсное событие.

2. Событие 775 г. принципиально отличается от событий 993 и 1006 гг. невозможностью его объяснения без допущения воздействия импульсного события.

3. Снимается основное возражение против двух наиболее вероятных причин события 775 г.

Литература

1. Damon, P.E. et al., 1995, Radiocarbon 37, 599–604.
2. Miyake, F. et al., 2012, Nature 486, 240–242.
3. Miyake, F. et al., 2013, Nature Communications 4, 1748.
4. Neuhauser, R., Hambaryan, V.V., 2014, Astron. Nachr., 88, 789–803.
5. Pavlov, A.K. et al., 2013, MNRAS 435, 2878.
6. Reimer, P.J. et al., 2009, Radiocarbon 51, 1111–1150.
7. Schove, D.J., 1955, Journal of Geophysical Research 60, №2, 127.
8. Stuiver, M. et al., 1998, Radiocarbon 40, 1127–1151.
9. Usoskin, I.G. et al., 2013, Astronomy and Astrophysics, 552, L3.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ДОЛГОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ПОСЛЕДНИХ 13 МИНИМУМАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Костюченко И.Г.¹, Беневоленская Е.Е.^{2,3}

¹*Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва*

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

³*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург*

THE FEATURES OF SOLAR SUNSPOTS LONGITUDINAL DISTRIBUTION DURING THE LAST 13 SOLAR ACTIVITY MINIMA

Kostyuchenko I.G.¹, Benevolenskaya E.E.^{2,3}

¹*Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow*

²*Pulkovo Astronomical Observatory, Saint Petersburg, 196140, Russia*

³*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

We have analyzed sunspots areas data from the Greenwich-Marshall Center. We have studied their locations at the solar surface during solar activity minima starting from the 11th cycle to the last minimum. It turned out, that in all considered cases during phase of deep minima, sunspots emerged preferably inside one or two, positioned close to each other, longitudinal bands. Carrington longitudes of these bands moved gradually with time from east to west. That demonstrates a pronounced asymmetry in longitudinal distribution of strong magnetic fluxes, which associated with sunspots. The observed sunspots longitudinal pattern indicates the existence of long living local subphotospheric source of sunspot magnetic fluxes with a rotation period close to equatorial surface rotation rate. The sunspots which started to emerge at high latitude (associated with a new cycle) were observed in the same longitudinal bands. We conclude that during the phase of solar activity minimum a solar dynamo mechanism generates as a rule a non axysymmetrical component of the solar global magnetic field along with a dipole-like magnetic field.

Введение

Распределение пятен по солнечной поверхности во время минимумов солнечной активности (СА) и их эволюция являются важной информацией о структуре глобального поля Солнца, как его полоидальной, так и тороидальной компонент. Ранее на основе анализа магнитографических синоптических карт обсерватории Вилкокса (<http://wso.stanford.edu>), за последние 3 минимума СА [1, 2], было показано, что появление магнитных потоков флоккул и пятен как «старого», так и «нового» циклов в обоих полушариях происходит преимущественно в выделенной полосе кэррингтоновских долгот, которая последовательно смещается с востока на запад, причем пятна имеют тенденцию к неоднократно повторяющемуся появлению в одной и той же долгоживущей флоккуле, что мы объяснили существованием долгоживущего подфотосферного источника всплывающих магнитных потоков. Был сделан вывод о генерации механизмом солнечного ди-

намо на фазе минимума СА неосесимметричной компоненты солнечного магнитного поля наряду с дипольной. В данной работе мы использовали каталог солнечных пятен обсерватории Гринвич, продолженный научным центром Маршалла (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>), содержащий информацию о площадях пятен и их Кэррингтоновских координатах начиная с 11 цикла, для выяснения, являются ли обнаруженные закономерности характерными для фазы минимумов СА.

Результаты

На рис. 1 показано, как от цикла к циклу изменялась минимальная среднегодовая активность, а на Рис. 2 приведены примеры карт пространственно-временного распределения групп пятен.

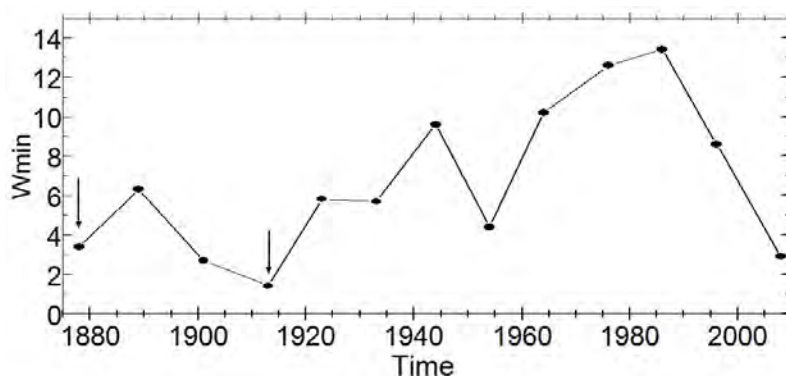


Рис. 1. Минимальные среднегодовые числа Вольфа для каждого из рассмотренных минимумов СА. Стрелками отмечены минимумы, для которых на рис. 2а, 2б приведены карты эволюции пятенной активности.

Видно, что пятна не разбросаны хаотически по солнечной поверхности, а формируют одну или несколько «полос», наблюдаемых на протяжении всей фазы минимума СА, средняя долгота которых смещается со временем в сторону больших значений. В этих выделенных долготных интервалах на широтах в диапазоне $\pm 18^\circ$ наблюдаются пятна, отождествляемые со «старым» циклом, и в тех же долготных интервалах на высоких широтах появляются первые пятна «нового» цикла. Время жизни пятен в среднем не превышает нескольких дней. Если допустить, что такая структура магнитных потоков пятен формируется локальным источником под фотосферой, а долгота пятен соответствует текущей кэррингтоновской долготы этого источника, то можно оценить синодическую скорость вращения источника. Скорость оказалась примерно равной синодической скорости вращения экваториальной поверхности Солнца во всех рассмотренных случаях и отличалась от кэррингтоновской на 0.184 град/день. Это позволило построить условные распределения (суммированных за фазу минимума СА) площадей пятен по кэррингтоновской долготы, привязав долготное положение пятен в течение всей фазы минимума к задаваемому в каждом минимуме начальному моменту времени T_0 .

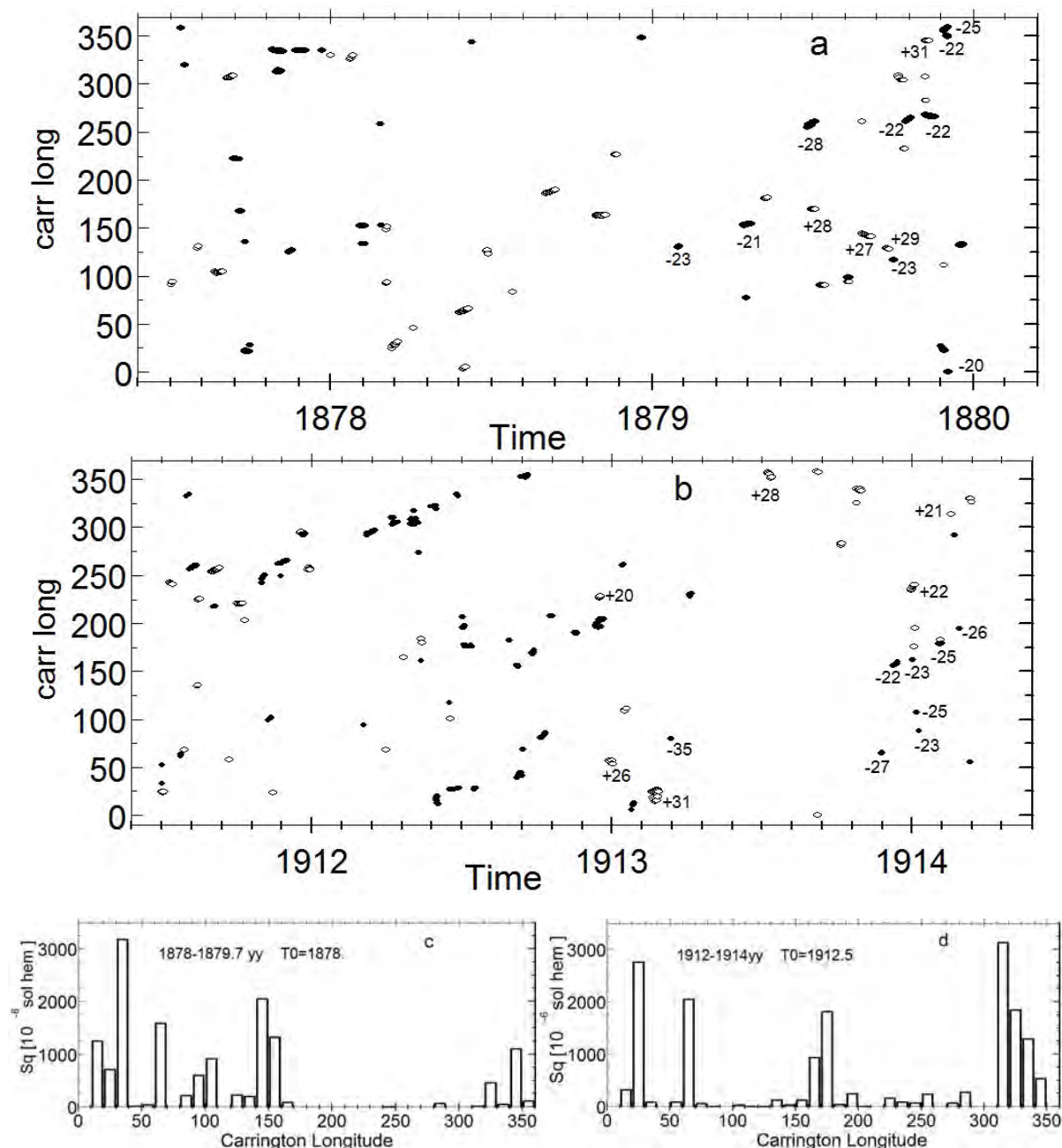


Рис. 2. a, b – Пространственно-временное распределение пятен. По оси X – время в годах, по оси Y – кэррингтоновская долгота; пустые кружки соответствуют пятнам северного полушария, с заливкой – южному; для пятен, отождествляемых с «новым» циклом, указана их широта. **c, d** – гистограммы распределения суммированных за фазу минимума СА площадей пятен по кэррингтоновской долготе, соответствующие картам **a, b**.

Для этого к кэррингтоновской долготе $Di(T)$ каждой из наблюдаемой в последующие моменты времени T i -й группы пятен вычислялась поправка, равная $Di(T) - (T - T_0) * 0.184$. Примеры таких гистограмм, соответствующие картам Рис. 2a, 2b, приведены на Рис. 2c, 2d с указанием значения T_0 и периода времени, за который они построены. Выраженные пики в распределениях площадей пятен подтверждает гипотезу их происхождения от одного локального подфотосферного источника или нескольких, которые

располагаются на близких долготах, формируя долготную асимметрию магнитных потоков. Аналогичные карты и гистограммы были построены для каждого из последних 13 минимумов СА. На их основе была рассчитана асимметрия между долготными полушариями с наибольшей и наименьшей суммарной площадью пятен, значения которой для каждого из минимумов СА приведены на рис. 3. Видно, что значение асимметрии в большинстве минимумов выше 0.8 и не опускается ниже 0.5.

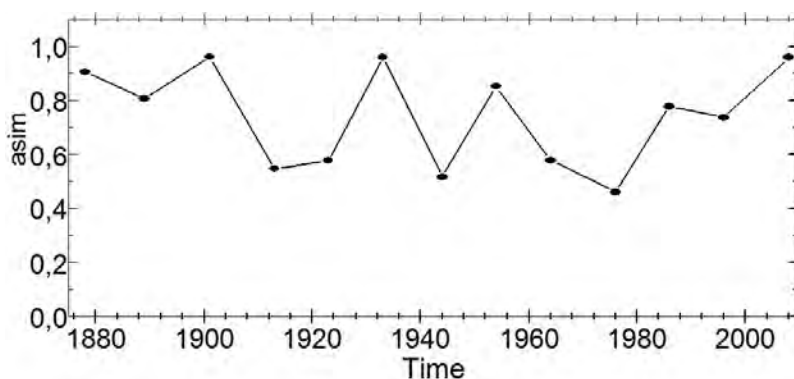


Рис. 3. Асимметрия между долготными полушариями с наибольшей и наименьшей суммарной площадью пятен для всех рассмотренных минимумов СА.

Выводы

Обнаруженная во всех рассмотренных минимумах СА структура магнитных потоков пятен подтверждает сделанный ранее вывод об их связи с локальным подфотосферным источником (одним или несколькими, расположенными на близких долготах), вращающимся с синодической скоростью вращения солнечной поверхности на экваторе.

Оценка долготной асимметрии магнитных потоков пятен показывает, что генерация механизмом солнечного динамо (наряду с *дипольной неосесимметричной компонентой* общего магнитного поля Солнца является характерной чертой *фазы минимума СА*.

Авторы благодарят сотрудников научного центра Маршалла за данные в открытом доступе, а также П. Горбунова за помощь в графическом представлении данных в процессе выполнения работы.

Работа частично поддержана Программой 22 Президиума РАН.

Литература

1. Benevolenskaya, E.E., Kostuchenko, I.G. (2013), The Total Solar Irradiance, UV Emission and Magnetic Flux during the Last Solar Cycle Minimum // J. of Astrophysics, Volume 2013, Article ID 368380, 1–9.
2. Benevolenskaya, E.E., Kostuchenko, I.G. (2014), Active Longitudes in Minima of Solar Activity // Geomagnetism and Aeronomy, 2014, Vol. 54, No. 8, pp. 1019–1025.

О ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Крамынин А.П., Михалина Ф.А.

*Уссурйская астрофизическая обсерватория, Уссурйск
a.p.kramynin@mail.ru*

ABOUT DURATION OF 11-YEAR CYCLES SOLAR ACTIVITY

Kramynin A.P., Mihalina F.A.

*Ussuriisk astrophysical observatory, Ussuriisk
a.p.kramynin@mail.ru*

Features of dynamics and interrelation of parameters 11-year cycles defined on various characteristic points of a cycle are discussed. It is established that duration of the period of following of 11-year cycles depends on a phase of a secular cycle, and Duration of an even cycle more than odd. Change of duration of 22-year cycles testifies about presence of ruptures near to a minimum of a secular cycle.

При исследовании временных последовательностей индексов солнечной активности был выявлен ряд взаимосвязей между различными параметрами 11-летних циклов, которые используются для прогноза активности Солнца и оценки её уровня в прошлом. Первыми такими параметрами были: высота цикла, продолжительности ветвей роста и спада, и цикла в целом. Продолжительность цикла определялась как промежуток времени либо между соседними минимумами, либо максимумами. Однако, известно, что соседние 11-летние циклы налагаются друг на друга: пятна нового цикла появляются на высоких широтах за 1–2 года до минимума, а пятна старого цикла продолжают появляться 1–2 года после минимума на низких широтах. Все это приводит к тому, что положение минимума будет зависеть от эффекта наложения циклов, а положение максимумов будет зависеть от эффекта асимметрии циклической кривой. Чтобы исключить влияние этих факторов Чистяков [1997] предложил определять продолжительность цикла как интервал времени между моментами времени, когда средние широты пятен в соседних циклах равны 12° , 10° , 8° (широтный метод). В дальнейшем этот метод модернизировался по способу выбора момента начала цикла, например, Милецким, Ивановым [2013].

Таким образом, реальная продолжительность 11-го цикла активности Солнца правильнее определить как промежуток времени от появления первого пятна нового цикла на высоких широтах до исчезновения последнего пятна этого цикла на низких широтах. Продолжительность такого цикла (назовем его физическим) будет больше, чем та, которую мы определяем по экстремальным точкам цикла, и которая характеризует не ре-

альную продолжительность цикла, а частоту следования циклов друг за другом.

В данной работе мы определяли физическую продолжительность 11-летних циклов активности Солнца, используя даты появления групп пятен нового цикла и даты исчезновения групп пятен уходящего цикла. А также вычислили длительности: ветви роста, как отрезок времени от даты наблюдения первого пятна нового цикла до даты его максимума и ветви спада как интервал времени от даты максимума цикла до даты исчезновения последнего пятна этого цикла.

Для анализа использовали данные о группах пятен с 1870 года по 2012, взятые из гринвичского каталога, наблюдений УАФО, ГАС ГАО.

Установлено, что в северном полушарии пятна нового цикла появляются раньше чем в южном полушарии в 9 из 13 случаев и позже исчезают также в северном полушарии в 10 из 13 случаев. Наблюдается один случай, когда первое пятно нового цикла появилось в минимум текущего 11-летнего цикла. Средняя продолжительность интервала наложения циклов порядка 35,3 месяца. Причем интервалы времени от момента появления первого пятна и исчезновения последнего от минимума текущего цикла равны соответственно 15,5 и 19,8 месяца. Наблюдается также тенденция к уменьшению интервала наложения циклов на исследуемом отрезке времени рис. 1.

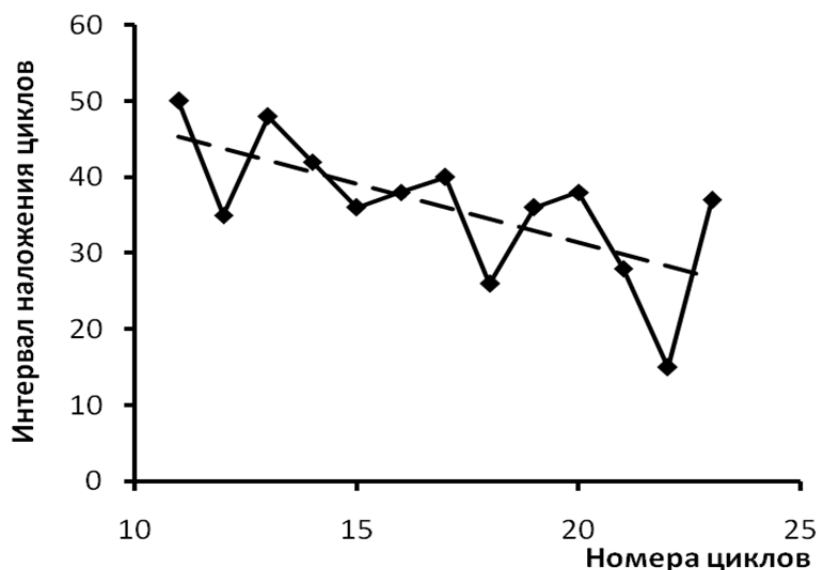


Рис. 1. Интервал наложения соседних физических 11-летних циклов солнечной активности.

Отметим, что средняя продолжительность цикла, определенная как по точкам минимума и максимума практически совпадают и равны $130,7 \pm 10$ и $131,5 \pm 14$. Т.е. влияние факторов на положение экстремумов при усреднении исключаются. Определение начало нового цикла по моменту появления первого пятна позволяет нам исключить влияние факторов наложения

циклов и их асимметрии на временные изменения периода следования 11-летних циклов. Средняя продолжительность периода следования 11-летних циклов, определенная по этой реперной точке также равна 130 месяцев.

Изменения длительности 11-летних циклов, определенных по моментам появления первых пятен, показано на рис. 2 видно, что циклы короче в максимум векового цикла и длиннее вблизи минимумов, а четные циклы длиннее нечетных, исключение составляет пара 22–23 циклов. Последний факт дополняет правило Гневышева-Оля, распространяя его не только на различие высот, но и на различие продолжительности четного и нечетного циклов. На рис. 3 видим, что в изменениях продолжительности 22-летних циклов, определенной по данной методике, наблюдается скачок вблизи минимумов векового цикла, как и в работе В.Ф. Чистякова [1997].

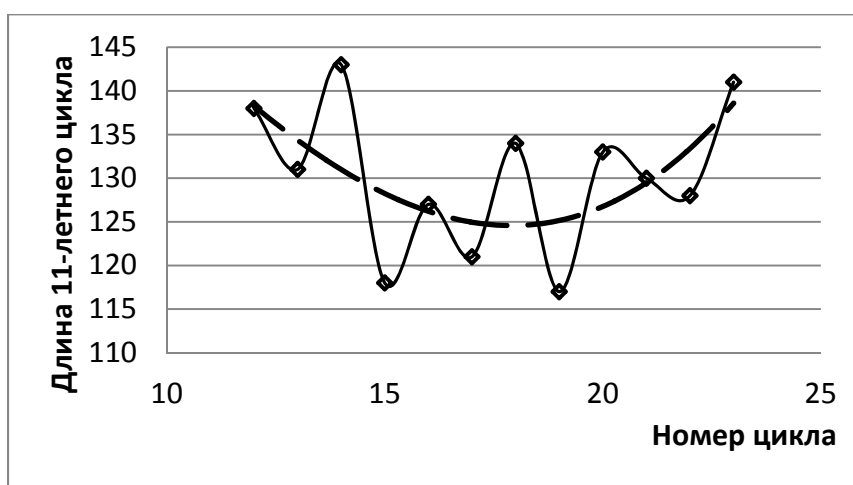


Рис. 2. Изменение продолжительности 11-летних циклов.

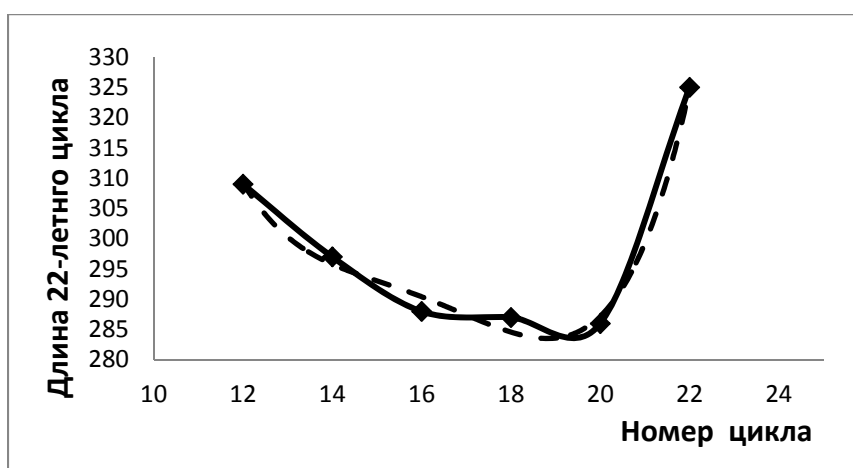


Рис. 3. Изменение продолжительности 22-летних циклов.

Исследование взаимосвязей между различными характеристиками «физических» циклов выявило, что наиболее высокий коэффициент корреляции 0,98 наблюдается между длиной ветви спада и расстоянием между

максимумами соседних циклов. Подобная взаимосвязь исследовалась Ю.М. Слоним в [1984] для аналогичных параметров цикла, но определенных по экстремальным точкам, было получено значение коэффициента корреляции 0,86 для циклов с номерами 1–20.

Используя, полученное нами уравнение регрессии можно определить момент максимума № 24, который должен наступить через 169 ± 5 месяцев после максимума цикла № 23, т.е. в мая 2014 г ± 5 месяцев.

Итак, в работе установлено, что средняя продолжительность 11-летнего цикла с учетом эффекта наложения циклов равна 163 ± 17 месяцев (13,7 года). Наблюдается тенденция к уменьшению интервала наложения циклов на этом временном отрезке. Средний период следования 11-летних циклов друг за другом, определенный по экстремальным точкам (минимумам и максимумам) и моментам появления первого пятна нового цикла совпадают и равны соответственно $130,7 \pm 10$, $131,5 \pm 14$, $130,1 \pm 8$. Значение периода следования 11-летних циклов зависит от векового цикла, в максимум он меньше, а в минимум – больше. Продолжительность четного цикла больше, чем нечетного. В изменениях продолжительности 22-летних циклов выявляются разрывы вблизи минимумов векового цикла, как у В.Ф. Чистякова [1997]. Выявлена тесная связь между продолжительностью ветви спада физического цикла и расстоянием между соседними циклами, коэффициент корреляции 0,98. Этот факт позволяет предсказать момент максимума следующего цикла.

Литература

- Милецкий Е.В., Иванов В.Г.* Широтные моменты отсчета фазы и длина 11-летнего цикла солнечных пятен // Солнечно-земная физика, 2013, Санкт-Петербург, 2013. С. 145–148.
- Рощина Е.М., Сарычев.* Ритм физических циклов пятнообразования на Солнце // Астрономический вестник, 2010, том 44, № 1, с. 88–92.
- Слоним Ю.М.* Некоторые статистические связи и прогноз одиннадцатилетнего цикла // Солнечные данные. 1984. №5. С. 78–82.
- Чистяков В.Ф.* Солнечные циклы и колебания климата // Труды УАФО, Вып. 1, Владивосток, Дальнаука, 1997, С. 155.

ОСОБЕННОСТИ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТЕЙ ВСПЫШЕЧНОЙ МАГНИТНОЙ ПЕТЛИ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Мельников В.Ф.², Чариков Ю.Е.^{1,3}

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

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

³СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

PECULIARITIES OF ANGLE DEPENDENCE OF HARD X – RAYS POLARAZATION DEGREE FROM DIFFERENT PARTS OF THE FLARING LOOP

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Melnikov V.F.², Charikov Yu.E.^{1,3}

¹Ioffe Physico-technical Institute of RAS, St. Petersburg

²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

³St. Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg

Angle dependence of hard X-ray polarization degree generated in different parts of flaring loops is studied. Time-dependent relativistic Fokker Planck equation for accelerated electrons is solved in two cases of injections – isotropic electron distribution and anisotropic along the direction to one of the loop footpoint. It is shown that the hard X-ray polarization degree differs in sign and space distribution for both cases of injection. In the case of isotropic injection of accelerated electrons with power index 5 hard X-ray polarization degree with energies of 30 keV from looptop is positive and rich a value of 25% at the injection peak. In anisotropic case hard X-ray polarization degree in a looptop is negative and rich a value of –50%. Along the loop from looptop to footpoints hard X-ray polarization degree gradually decreases up to a few percents. In the left part of the loop hard X-ray polarization degree decreases sharply. These differences in value and angle dependence of hard X-ray polarization degree can provide guidance on pitch – angle distribution of accelerated electrons.

Степень поляризации жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек несет непосредственную информацию об угловом распределении ускоренных во время солнечных вспышках электронов, генерирующих данное излучение. Измерения степени поляризации ЖРИ начались около 40 лет назад, однако регулярные данные для большого числа вспышек отсутствуют и по настоящее время. Результаты последних измерений на спутниках КОРОНАС-Ф показали, что в наиболее мощных вспышках за период 2001–2005 гг. величина степени поляризации ЖРИ в диапазоне энергий до 100 кэВ изменялась от 8% до 40% на уровне 3σ [1]. Однако в одном случае, для вспышки 29 октября 2003 года, степень поляризации оказалась чрезвычайно большой – она достигала 90% . Результаты измерений на спутнике RHESSI в диапазоне энергий (100–350) кэВ для 6 вспышек рентгеновского класса X дали величину 2% – 54% [2]. В большинстве теоретических работ, посвященных исследованию поляризации

ЖРИ вспышек, рассматривается поляризация интегрального излучения из вспышечной области. В работах [3, 4] детально рассматривалась характеристика ЖРИ из различных областей вспышечной петли с использованием нерелятивистского кинетического уравнения для излучающих электронов, что ограничивает справедливость результатов областью низких энергий. В настоящей работе мы приводим результаты расчетов угловых зависимостей степени поляризации ЖРИ, генерированного в различных частях петли в случае нестационарной релятивистской кинетики ускоренных во вспышках электронов. Используемое нами релятивистское кинетическое уравнение подробно описано в [5–8]. Увеличение магнитного поля с расстоянием от вершины петли (s) задавалась как $B(s) = B_0 \exp[(s-s_1)^2/s_2^2]$, где $s_2^2 = s_{max}^2/\ln(B_c/B_0)$, B_0 и B_c – индукция магнитного поля в центре и в основаниях петли, $s_1 = 0$, $s_{max} = 3 \cdot 10^9$ см – координаты центра и основания петли, $B_0 = 200$ Гс, пробочное отношение $k = B_c/B_0 = 2$. Изменение концентрации электронов плазмы в короне с высотой h взято в форме: $n(h) = n_0 \exp((R-h)/h_c)$, где $h_c = 1.3 \cdot 10^9$ см, $n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. В хромосферной плазме рост электронной концентрации с уменьшением высоты описывается формулой, полученной на основе анализа данных RHESSI [9], $n(h) = 10^{12} (h/h_{ch})^{-2.5}$, где $h_{ch} = 3 \cdot 10^8$ см – масштаб по высоте. Для высот, где $n(h) > 10^{15}$ см⁻³, электронная концентрация полагалась равной 10^{15} см⁻³. В отличие от наших предыдущих работ [7, 8], здесь мы рассмотрим длительную инжекцию в петлю быстрых электронов согласно экспоненциальному закону $S_4(t) = \exp[-(t-t_1)^2/t_0^2]$, $t_1 = 25$ с и $t_0 = 14$ с. В данной работе мы рассмотрим две модели инжекции таких электронов: изотропную и анизотропную в конус, направленный в правое основание петли согласно распределению $S_2(\mu) = \exp[-(\mu-\mu_1)^2/\mu_0^2]$, $\mu_1 = 1$, $\mu_0 = 0.2$, где μ – косинус питч-угла. Степень поляризации ЖРИ определяется разностью интенсивностей излучения I_1 и I_2 квантов с векторами поляризации, лежащими, соответственно, в плоскости (\mathbf{kV}) и перпендикулярной к ней: $P = (I_2 - I_1)/(I_2 + I_1)$, где I_2, I_1 определяются через сечения тормозного механизма [10].

На рисунке 1а представлены результаты расчета линейной поляризации ЖРИ, генерированного на расстоянии s от вершины петли, в зависимости от угла наблюдения α для случая изотропной инжекции быстрых электронов в вершине петли с показателем энергетического спектра $\delta = 5$ на 30-й секунде после начала инжекции. Как видно из рисунка, степень поляризации ЖРИ с энергией $\varepsilon = 30$ кэВ из вершины может достигать $\approx 25\%$ при $\alpha = 90^\circ$. С удалением от вершины величина поляризации уменьшается и меняет знак. ЖРИ из основания петли практически не поляризовано. С увеличением энергии квантов степень поляризации ЖРИ уменьшается: при $\varepsilon = 176$ кэВ степень поляризации не превышает 14%, а при $\varepsilon = 318$ кэВ – 10%. При уменьшении показателя энергетического спектра

инжектируемых электронов до $\delta = 3$ степень поляризации излучения с энергией 30 кэВ в вершине петли на 30-й секунде после инъекции не превышает 11%.

Появление поляризации ЖРИ при изотропной инъекции вызвано тем, что в результате убегания из петли электронов с малыми питч – углами и захватом части электронов в магнитную ловушку образуется анизотропное распределение электронов, что и приводит к появлению поляризованного излучения. По мере рассеяния электронов из-за кулоновских столкновений их количество (и, следовательно, интенсивность ЖРИ) в петле будет уменьшаться, но излучение остается поляризованным в течение десятков секунд (рис. 1б), что является результатом сохранения анизотропии распределения быстрых электронов.

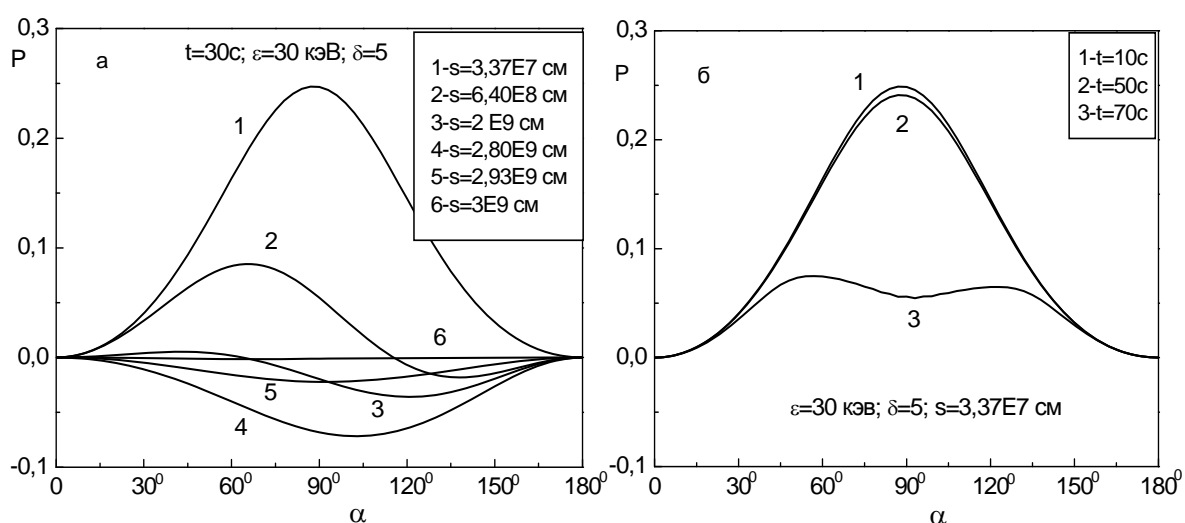


Рис. 1. Степень линейной поляризации ЖРИ в случае изотропной инъекции.

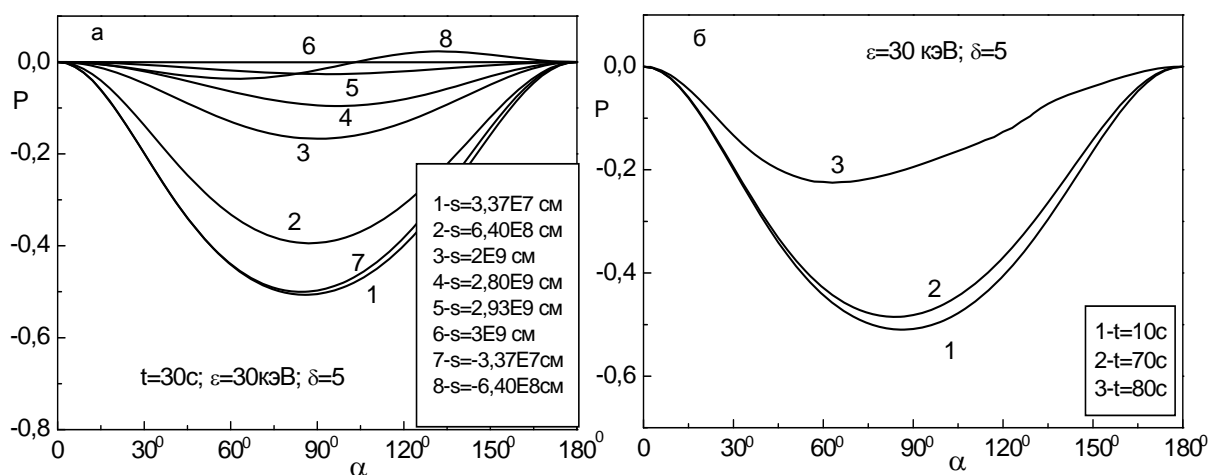


Рис. 2. Степень линейной поляризации ЖРИ в случае анизотропной инъекции.

На рисунке 2а приведены результаты расчетов для случая анизотропной инъекции и $\delta = 5$. Степень поляризации ЖРИ из вершины петли на 30-й секунде после начала инъекции достигает $\approx -50\%$ при энергии кван-

тов $\varepsilon = 30$ кэВ. С удалением от вершины в сторону правого основания петли (кривые 1–6) поляризация плавно уменьшается, принимая отрицательные значения. Спад поляризации ЖРИ из левой половины петли более резкий (кривые 7, 8). С ростом энергии квантов поляризация уменьшается: так степень поляризации ЖРИ энергией $\varepsilon = 176$ кэВ из вершины петли достигает $\approx -28\%$, а при $\varepsilon = 318$ кэВ уже и $\approx -13\%$. Так же как и для случая изотропной инжекции, ЖРИ при анизотропной инжекции остается поляризованным на протяжении десятков секунд (рисунок 2б). С уменьшением значения δ с 5 до 3 поляризация ЖРИ уменьшается: так например если при $\varepsilon = 30$ кэВ степень поляризации ЖРИ из вершины достигала $\approx -50\%$ при $\delta = 5$, то при $\delta = 3$ она достигает $\approx -38\%$.

Как было показано выше, два рассмотренных варианта инжекции быстрых электронов во вспышечную петлю различаются знаком поляризации генерируемого ЖРИ, особенно различия велики для излучения из вершины петли. В случае изотропной инжекции имеется симметрия в поляризации из левой и правой половины петли, в то время как для анизотропного случая симметрия отсутствует. Такие различия в значениях и угловых зависимостях поляризации могут дать указания относительно характера инжекции электронов во вспышечную петлю.

Работа В.Ф. Мельникова была частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924, работа Кудрявцева И.В. и Чарикова Ю.Е была частично поддержана программой ПРАН-22.

Литература

1. *Zhitnik I.A., Logachev Yu. I., Bogomolov A.V. et al. // Solar System Research. V. 40(2). P. 93. 2006.*
2. *Garcia E.S., Hajdas W., Wigger C. et all // Solar Phys. V. 239. P. 149. 2006.*
3. *Zharkova V.V., Gordovskyy M. // Astrophysical Journal. V. 651. P. 553. 2006.*
4. *Zharkova V.V., Kuznetsov A.A. and Siversky T.V. // Astronomy & Astrophysics. V. 512. A8. 2010.*
5. *Hamilton R.J., Lu E.T. and Petrosian V. // ApJ. V. 354. p. 726. 1990.*
6. *Gorbikov S.P., Melnikov V.F. // Mathematical Modeling. v. 19. p.112. 2007.*
7. *Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V. // Geomagnetism and Aeronomy. V. 52 (8). P. 1021. 2012.*
8. *Melnikov V.F., Charikov Yu.E., Kudryavtsev I.V. // Geomagnetism and Aeronomy, V. 53(7). P. 863. 2013.*
9. *Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P. // Solar Physics. 2002. V. 210. P. 383. 2002.*
10. *Gluckstern R.L., Hull M.H. // Physical Review. V. 90(6). P. 1030. 1953.*

УТОЧНЕНИЕ ГРАНИЦ И УДАЛЕНИЕ РАЗРЫВОВ ПРИ ОКОНТУРИВАНИИ СЛАБО - КОНТРАСТНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НА СОЛНЦЕ

Кудрявцева А.В.¹, Лубышев Б.И.^{1,2}, Максимов В.П.¹, Обухов А.Г.¹

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН*

²*Иркутский Государственный технический университет*

IMPROVED NON-BREAKING DEFINITION OF LOW-CONTRAST SOLAR FEATURES

Kudryavtseva A.V.¹, Lubyshev B.I.^{1,2}, Maksimov V.P.¹, Obukhov A.G.¹

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics SD RAN*

²*National Research Irkutsk State Technical University*

Studying low-contrast solar features requires their identification in images. The identification process includes two main steps: 1) smoothing of additive noise and deconvolution, and 2) image segmentation, i.e., detection of faint structures. We focus our attention mainly on segmentation by gradient methods. We show that high-frequency contrasting filters based on the Sobel and Prewitt masks are optimal for this purpose. The parameters of the masks are chosen depending on the signal-to-noise ratio and the size of a region to be found. We also use fitting algorithms, which allow us to find brightness changes in the vicinity of a discontinuity. To find the boundary more accurately, we use a measure of connectivity. This approach is applied to the images produced by the SSRT.

Введение

Для распознавания объектов на радиоизображении Солнца (корональных дыр, волокон, других слабоконтрастных образований) необходима его сегментация, т.е. разбиение на части, поддающихся единому описанию в пространстве выбранных признаков. В данной работе рассматривается представление о методах обработки радиоизображений, связанных рамками одной из возможных схем сегментации, обеспечивающей получение пригодного для распознавания образов контурного аппарата.

Входной информацией для процедуры сегментации служат полутоновые дискретизированные радиоизображения, описываемые функцией радиояркости $f(i,j)$, $i,j = 1,N$, заданной на сетке отсчетов с конечным разрешением. Сетка отсчетов строится на основе обобщенной теоремы Котельникова на двумерный случай, когда направление сканирования изменяется [1].

Первый этап представляет операцию сглаживания аддитивного шума, а также решение обратной задачи для коррекции решения основного интегрального уравнения с учетом диаграммы направленности радиотелескопа. Эти операции, являющиеся предварительными по отношению к сегментации радиоизображения, тем не менее, должны рассматриваться в одном

контексте с ней, поскольку решающим образом влияют на точность формирования границ областей.

Следующий этап сегментации состоит в контрастировании или подчеркивании переходов радиояркости. Этот этап осуществляется на основе методов выделения граничных точек.

Сглаживание радиоизображения Солнца на основе эволюционного фильтра Винера-Тихонова

Идентификация слабоконтрастных источников состоит из двух основных этапов:

- 1) сглаживание высокочастотного шума эволюционным фильтром с регулируемыми параметрами;
- 2) увеличение контраста источников с помощью высокочастотного фильтра.

Связь регистрируемого распределения радиояркости Солнца с истинным выражается основным уравнением радиоастрономии («антенного сглаживания»):

$$g(x, y) = \iint_{-R-R}^{R R} h(x - x_1, y - y_1) f(x_1, y_1) dx_1 dy_1 + n(x, y), \quad (1)$$

где $f(x, y)$ – истинное распределение радиояркости по объекту, $h(x, y)$ – диаграмма направленности радиотелескопа, $g(x, y)$ – наблюдаемое распределение радиояркости, $n(x, y)$ – аддитивный шум инструмента.

Решение уравнения (1) осуществляется на основе эволюционной фильтрации [2]:

$$D(u, v, \sigma, \mu, \alpha) = \left[\frac{1}{H(u, v)} \right]^\sigma \left[\frac{|H(u, v)|^2}{|H(u, v)|^2 + \alpha Q(u, v)} \right]^\mu, \quad (2)$$

где $H(u, v)$ – Фурье преобразование функции $h(x, y)$.

Параметры μ , σ и α находятся в диапазонах $0.5 < \mu < 0.6$, $0.9 < \sigma < 1$, $0 < \alpha < 1$ и последовательно подбираются в процессе обработки.

Выделение граничных точек

Задача контрастирования состоит в том, чтобы отыскать границу между однородными областями, характеризуемую ступенчатым переходом яркости и оценить величину перехода. Применяемые при контрастировании градиентные операторы являются операторами конечных разностей. Достаточно полная теория их изложена в работах по численному дифференцированию.

На практике для вычисления дискретных градиентов чаще всего используются операторы Превитта и Собела. Маски оператора Превитта в реализации проще по сравнению с масками Собела. Однако, у последнего оператора влияние шума угловых элементов несколько меньше. Что существенно при работе с производными (см. рис. 1.).

-1	-2	-1
0	0	0
1	2	1

-1	0	1
-2	0	2
-1	0	1

Рис. 1. Вид масок оператора Собела, применяемых для вычисления градиента в окрестности центральной точки.

Отметим, что у каждой из этих масок сумма коэффициентов равна нулю, т.е. операторы Собела будут давать нулевой отклик на областях постоянной яркости, как и следовало ожидать от дифференциального оператора [3, 4].

Таким образом, по реакции на идеальный ступенчатый перепад наилучшим из градиентных операторов являются операторы с масками Собела.

Уточнение границ и удаление разрывов

Одним из основных требований к алгоритмам уточнения является сохранение непрерывности границ. Тем не менее, вследствие воздействия аддитивного шума, непостоянства величины перепада яркости вдоль границ, неверного выбора порога при получении бинарного изображения разрывы в контурах все же возникают. Следовательно, необходима дополнительная обработка контурных операторов после процедуры уточнения.

Известно большое число алгоритмов связывания контуров. Как правило, они основываются на анализе геометрической конфигурации совокупности отдельных сегментов. Более качественные результаты дает учет значений яркости вблизи выделенных границ [5]. Наиболее важными характеристиками алгоритмов связывания являются выбранная мера «соединимости» произвольной пары сегментов и способа принятия решения о соединении сегментов, максимизирующем эту меру. В качестве меры соединимости пары линейных сегментов введем выражение:

$$M = M_1 * M_2 * M_3 * M_4,$$

где M_1, M_2 – геометрические параметры (угол, расстояние); M_3, M_4 – яркостные параметры (близость уровней яркости, яркость объекта), символ * – знак умножения.

Результаты применения метода

В результате применения фильтра Собела к данным, полученным по наблюдениям на ССРТ и последующего замыкания контуров, удалось уверенно выделить волокна в южной части диска Солнца и корональную дыру на востоке диска. Для корональной дыры в центральной части диска контуры замкнуть не удалось в результате слабых градиентов радиояркости и шумов в западной части депрессии излучения рис. 2.

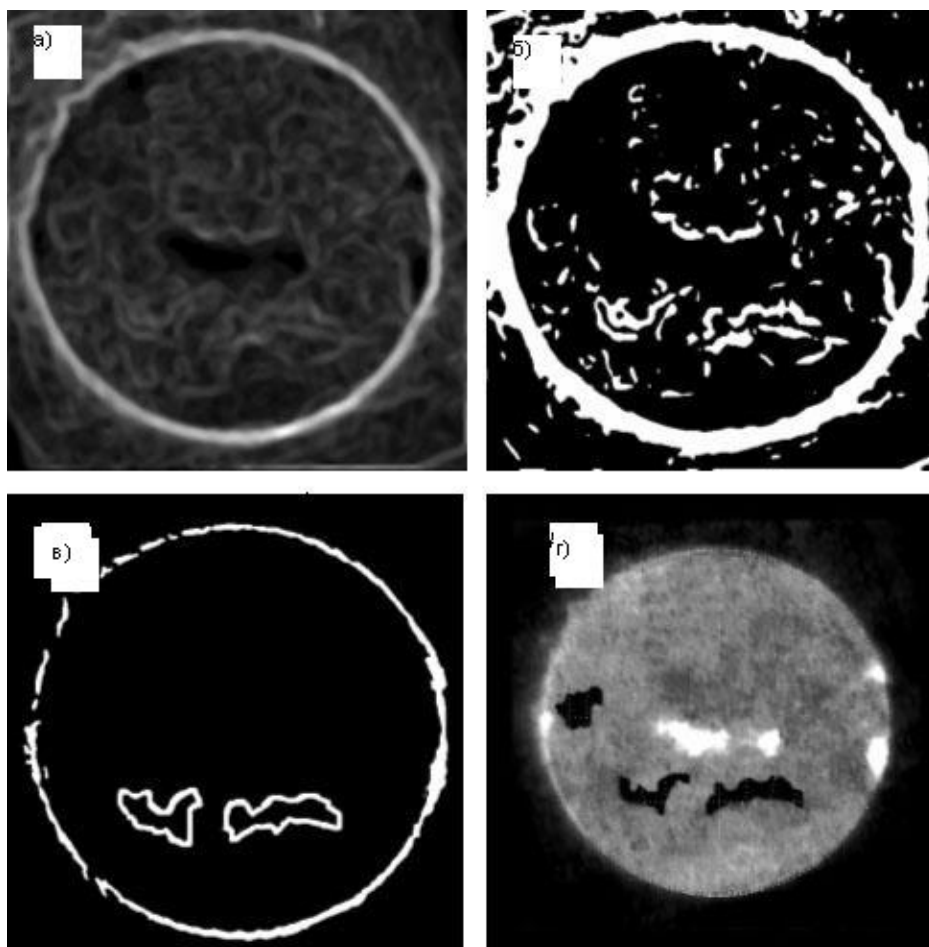


Рис. 2. Использование фильтра Собела для контрастирования распределения радиояркости Солнца 11 мая 2006 г.: карта после использования фильтра Собела (*а*); карта с незамкнутыми контурами и шумом (*б*); замкнутые контуры на уровне волокон (*в*); выделение волокон (черный цвет) и корональных дыр (белый цвет) (*г*).

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ, Государственный Контракт 16.518.11.7065

Литература

1. Котельников В.А., Кузнецова С.М., Обухов А.Г., Смольков Г.Я. Оптимальная дискретизация двумерных радиоизображений Солнца при наблюдениях на крестообразном радиоинтерферометре с частотным сканированием // Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Изд-во СО РАН. 2001. Вып. 112. С. 124–141.
2. Кузнецова С.М., Лубышев Б.И., Обухов А.Г. и др. Формирование и реконструкция радиоизображений Солнца на Сибирском солнечном радиотелескопе // Солнечно-земная физика. Изд-во СО РАН. 2007. Вып. 10. С. 60–73.
3. Бакут П.А., Колмогоров Г.С. Сегментация изображений: выделение границ областей // Зарубежная радиоэлектроника. М.: Сов. Радио. 1987. № 10. С. 25–47.
4. Прэтт У. Цифровая обработка изображений. Т. 1. М.: Мир, 1982.
5. Tavakoli M., Rosenfeld A. Pattern Recognition. 1982. V. 15. P. 369–378.

**ВОЗМОЖНОЕ ВЛИЯНИЕ КЛИМАТИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ
НА РЕКОНСТРУКЦИЮ СКОРОСТИ ГЕНЕРАЦИИ
КОСМОГЕННОГО ИЗОТОПА ^{14}C В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ
И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В ПРОШЛЫЕ ЭПОХИ**

**Кулешова А.И.¹, Дергачёв В.А.², Кудрявцев И.В.^{2,1},
Наговицын Ю.А.¹, Огурцов М.Г.^{2,1}**

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

**THE POSSIBLE INFLUENCE OF CLIMATIC FACTORS ON
RECONSTRUCTION OF THE PRODUCTION RATE OF
COSMOGENIC ISOTOPE ^{14}C IN THE EARTH'S ATMOSPHERE AND
THE SOLAR ACTIVITY IN THE PAST**

**Kuleshova A.I.¹, Dergachev V.A.², Koudriavtsev I.V.^{2,1},
Nagovitsyn Yu.A.¹, Ogurtsov M.G.^{2,1}**

¹Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

²Ioffe Physical-Technical Institute of RAS, St. Petersburg

Reconstruction of the production rate of cosmogenic isotope ^{14}C in the Earth's atmosphere in the past century allows to reconstruct the intensity of galactic cosmic rays (GCR). The intensity of galactic cosmic rays in interplanetary space is modulated by the interplanetary magnetic field and solar activity. Therefore, determination of the production rate of the isotope ^{14}C allows to reconstruct the solar activity in the past. As a basis for calculation of atmospheric isotope ^{14}C production rate, we use the data on its relative abundance in tree rings. After generation in the atmosphere, isotope ^{14}C is involved in the exchange between the carbon reservoirs that will be reflected in the data on the content of ^{14}C in the wood. In this work, based on the five-reservoir carbon exchange system, the possible influence of climatic factors (variations in the concentration of CO_2 and global temperature) on the reconstruction of the production rate of cosmogenic isotope ^{14}C is investigated. Results of numerical calculations show that climate change could affect not only the time dependence of this parameter, but also the ratio of the extreme values of production rate. Therefore, it is necessary to take into account variations of the Earth's climate for the correct reconstruction of solar activity in the past using cosmogenic isotope ^{14}C data.

Данные по содержанию космогенного изотопа ^{14}C в кольцах деревьев часто используются для реконструкции солнечной активности в прошлом (см., например [1]). Как известно, изотопы ^{14}C образуются в атмосфере Земли под действием галактических космических лучей (ГКЛ) [2, 3]. После образования ^{14}C участвует в обменных процессах между природными резервуарами, в частности, поглощается в составе газа CO_2 растениями и откладывается в годичных кольцах деревьев. Скорость образования ^{14}C в земной атмосфере определяется потоком частиц ГКЛ в околоземном пространстве и величиной напряжённости геомагнитного поля, препятствующего проник-

новению заряженных частиц в атмосферу Земли. Интенсивность частиц ГКЛ в околоземном пространстве изменяется вместе с активностью Солнца, обусловленной изменением магнитного поля гелиосферы. Таким образом, реконструкция скорости генерации в атмосфере изотопа ^{14}C на основе данных по содержанию ^{14}C в годичных кольцах деревьев дает возможность получать информацию о солнечной активности в прошлые эпохи. Однако на содержание ^{14}C в древесине оказывают также влияние климатические изменения, происходившие в прошлом. Например, в работе [4] указывается на необходимость учета влияния изменений температуры, так как эти изменения могут влиять на скорости перехода ^{14}C между природными резервуарами. Как известно, такие температурные изменения происходили и во время Малого ледникового периода в 15–18 вв. В работе [5] показано, что уменьшение концентрации CO_2 во время Малого ледникового периода [6] может быть связано и с изменением скорости обмена углекислым газом между поверхностным слоем океана и атмосферой. Это вызвано тем, что в это время происходило уменьшение температуры воды в океане [7], после этого наступило повышение температуры. Также в [5] показано, что информация об этих изменениях содержится в данных по содержанию ^{14}C в кольцах деревьев и, следовательно, эти изменения необходимо учитывать при реконструкции скорости генерации ^{14}C в атмосфере и солнечной активности в прошлом.

Кроме этого, необходимо отметить, что поскольку в лабораторных измерениях производится определение относительного содержания в кольцах деревьев изотопа ^{14}C к изотопу ^{12}C , следовательно, полученные данные отражают и изменение содержания CO_2 в атмосфере в момент формирования кольца дерева. Примером последнего является Зюсс-эффект – снижение уровня ^{14}C в результате разбавления земной атмосферы углекислым газом при сжигании ископаемого топлива, не содержащего ^{14}C . Изменение концентрации CO_2 в прошлые столетия, как было отмечено выше, могут быть вызваны и естественными причинами.

Для изучения влияния климатических эффектов на уровень ^{14}C проведем моделирование на основе пятирезервуарной углеродной обменной системы (см., например [8]). Содержание изотопа ^{14}C в атмосфере, биосфере, гумусе, верхнем и глубинном слоях океанов в этом случае описывается системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN_a}{dt} = Q(t) - (\lambda + \lambda_{ab} + \lambda_{amO})N_a + \lambda_{ba}N_b + \lambda_{ha}N_h + \lambda_{mOa}N_{mO}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_b}{dt} = \lambda_{ab}N_a - (\lambda + \lambda_{ba} + \lambda_{bh})N_b, \quad (2)$$

$$\frac{dN_h}{dt} = \lambda_{bh}N_b - (\lambda + \lambda_{ha})N_h, \quad (3)$$

$$\frac{dN_{mO}}{dt} = \lambda_{amO}N_a - (\lambda + \lambda_{mOa} + \lambda_{mOdO})N_{mO} + \lambda_{dOmO}N_{dO}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{dO}}{dt} = \lambda_{mOdO}N_{mO} - (\lambda + \lambda_{dOmO})N_{dO}, \quad (5)$$

где $N_a, N_b, N_h, N_{mO}, N_{dO}$ – содержание изотопа ^{14}C в атмосфере, биосфере, гумусе, верхнем (перемешиваемом) и глубинном слоях океана, соответственно; t – время; λ – скорость распада ^{14}C ; $\lambda_{ab}, \lambda_{amO}, \lambda_{ba}, \lambda_{ha}, \lambda_{mOa}, \lambda_{bh}, \lambda_{mOdO}, \lambda_{dOmO}$ – скорости переходов изотопа ^{14}C из атмосферы в биосферу, из атмосферы в верхний слой океана, из биосферы в атмосферу, из гумуса в атмосферу, их верхнего слоя океана в атмосферу, из биосферы в гумус, из верхнего слоя океана в глубинный и из глубинного слоя океана в верхний, соответственно; $Q(t)$ – скорость образования ^{14}C в земной атмосфере.

Будем решать систему (1–5) относительно $Q(t)$ и рассмотрим влияние возможных изменений температуры в обоих слоях океана. Таким образом, мы будем считать λ_{mOa} и λ_{dOmO} функциями температуры. Для λ_{mOa} будем использовать выражение $\lambda_{mOa} = (1 + k_1 \cdot \Delta T) \lambda_{mOa}^0$, где $k_1 \sim 0.1 \text{K}^{-1}$ [5], а в качестве ΔT мы будем использовать реконструкции глобальной температуры. Для функции λ_{dOmO} будем использовать выражение $\lambda_{dOmO} = (1 + k \cdot (T - T(t'))) \lambda_{dOmO}^0$, где $k = 0$ для $t < t'$ и $k = k_2$ для $t \geq t'$. При этом, зависимость $N_a(t)$ мы будем определять из условия

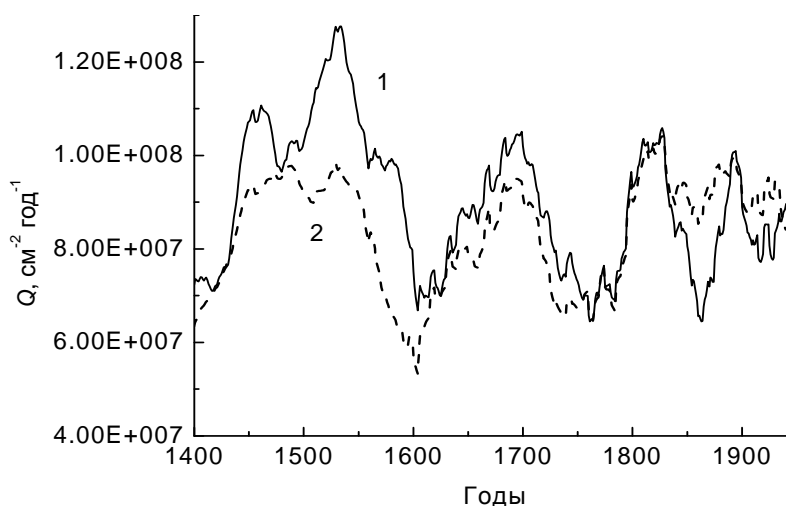
$$\frac{{}^{14}\text{C}_a(t)/{}^{12}\text{C}_a(t) - {}^{14}\text{C}_a(t^*)/{}^{12}\text{C}_a(t^*)}{{}^{14}\text{C}_a(t^*)/{}^{12}\text{C}_a(t^*)} = \Delta {}^{14}\text{C}(t)/100, \quad (6)$$

где $\Delta {}^{14}\text{C}$ относительное содержания изотопа ^{14}C в атмосфере в процентах, ${}^{14}\text{C}_a$ и ${}^{12}\text{C}_a$ – концентрации изотопов ^{14}C и ^{12}C (в виде CO_2) в атмосфере.

В настоящей работе мы будем использовать данные для $\Delta {}^{14}\text{C}$ согласно [9], а также будем считать ${}^{12}\text{C}(t) \sim \text{CO}_2(t)$. Тогда из (6) получаем

$$\frac{Na(t)}{Na(t_0)} = \frac{CO_2(t)}{CO_2(t_0)} (1 + \Delta {}^{14}\text{C}(t)/100) / (1 + \Delta {}^{14}\text{C}(t_0)/100). \quad (7)$$

На рисунке приведены результаты расчетов скорости генерации изотопа ^{14}C в атмосфере с использованием температурных реконструкций Кроули [10] и Моберга [11], усредненных по 30-ти годам, при $t' = 1825$, $k_2 = k_1 = 0.1$. Остальные параметры 5-ти резервуарной системы, кроме λ_{mOdO} , взяты аналогично [5]. В настоящей работе мы взяли $\lambda_{mOdO} = 1/3.1 \text{год}^{-1}$ против значения $1/3 \text{год}^{-1}$ в [5], что несколько уменьшает значения Q . Как видно из рисунка, приведённые результаты расчетов показывают как общие черты, так и существенные различия. Для обеих температурных реконструкций четко проявляются все минимумы солнечной активности, соответствующие максимумам Q – от минимума Шпёрера до минимума Гневышева. Однако соотношение максимумов реконструированной скорости генерации изотопа ^{14}C зависит от выбранной температурной реконструкции. Так, использование реконструкции Моберга дает большие значения Q (кривая 1) во время



минимумов солнечной активности Шпёрера и Маундера, чем при использовании реконструкции Кроули (кривая 2), особенно большие отличия наблюдаются для минимума Шпёрера. Во время минимума Маундера эти реконструкции дают значения для Q , близкие к значениям во время минимума Дальтона.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 13-02-00277-00391, 13-02-00783, 13-05-01052 и программ ПРАН № 21 и 22.

Литература

1. *Usoskin et al.*, *Astronomy & Astrophysics*, 2014, V.562, L10.
2. *Дергачев В.А., Векслер В.С.* «Применение радиоуглеродного метода для изучения природной среды в прошлом». Л.: ФТИ, 1991, 258 с.
3. *Beer J. et al.*, 1994. *Solar variability traced by cosmogenic isotopes. The Sun as a variable star.* (ed. J.M. Pap). Cambridge University Press, New York. P. 291.
4. *Дергачев В.А., Остряков В.М.* // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. С. 177.
5. *Koudriavtsev et al.*, *Geochronometria*, 2014, V41(3), P 21
6. *Etheridge et al.*, 1998, <http://cdiac.ornl.gov/ftp/trends/co2/lawdome.smoothed.yr75>
7. *Shevenell A.E. et al.*, *Nature*, 2011, V. 470, P. 250.
8. *Дорман Л.И.* // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. С. 49.
9. *McCormac F. et al.*, 2004, *Radiocarbon*, V.46, P.1087.
10. *Crowley T.*, 2000, *Science*, V 289, P. 270.
11. *Moberg A. et al.*, 2005, *Nature*, V. 433, P. 613.

ВЫНУЖДЕННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ ВСПЫШЕЧНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ПЕТЛИ С МИНУТНЫМ ПЕРИОДОМ

Куприянова Е.Г.¹, Мельников В.Ф.^{1,2}, Шибата К.^{3,4}, Шибасаки К.⁵

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

²Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород, Россия

³Университет Киото, Япония

⁴Обсерватории Квасан и Хида, Япония

⁵Солнечная Радио Обсерватория Нобейма, Япония

DRIVEN MINUTE-PERIOD OSCILLATIONS OF CORONAL FLARING LOOP

Kupriyanova E.G.¹, Melnikov V.F.^{1,2}, Shibata K.^{3,4}, Shibasaki K.⁵

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

²Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

³Kyoto University, Japan

⁴Kwasan and Hida Observatory, Japan

⁵Nobeyama Solar Radio Observatory, Japan

Spatially resolved quasi-periodic pulsations (QPPs) with minute periodicities in microwave emission during solar flare on May 14, 2013 are studied. Data of Nobeyama Radioheliograph (NoRH) and Radio Polarimeters (NoRP) at 17 GHz and 34 GHz are used. Methods of correlation, Fourier and wavelet analyses are applied to time profiles of the microwave fluxes. It is found that the QPPs with the same period of 60 s originate from two different flaring loops of different sizes during the impulsive phase of the flare. The QPPs of the flux integrated over one loop are in antiphase with the QPPs from the other loop. Such contradictory properties do not agree with properties of the standing slow magnetoacoustic waves trapped in magnetic loops of different sizes. The spectral and phase relationships between the oscillations in two these loops are interpreted as an impact of running SMA waves in the big loop on the source of accelerated electrons in the big loop. The oscillations in the big loop are driven by SMA mode trapped in the small loop.

Введение

Квазипериодические пульсации (КПП) с периодами несколько минут регистрируются не только над солнечными пятнами [1, 2], но и во вспышках в микроволновом диапазоне [2–5] и в жёстком рентгеновском излучении [6]. Цель нашей работы — исследовать пространственную структуру КПП с такими периодами по данным Радиогелиографа Нобейма (NoRH) с высоким пространственным разрешением на примере лимбовой вспышки 14.05.2013.

Методика анализа временных профилей

Для исследования пространственной структуры КПП микроволнового излучения строятся временные профили потоков интенсивности ($I = R+L$), проинтегрированные по выбранным площадкам вспышечной области. Ме-

тодика обработки временных профилей оригинального сигнала $f(t_k)$, где $k = 0, \dots, N-1$, протестирована и подробно описана в работе [7]. Сначала из исходного сигнала выделяется низкочастотная компонента $f_{\tau}^{sm}(t_k)$ сглаживанием методом бегущего среднего по характерным временам τ . Затем рассчитывается высокочастотная компонента $f_{\tau}^{hf}(t_k)$:

$$f_{\tau}^{hf}(t_k) = f(t_k) - f_{\tau}^{sm}(t_k) \quad (1)$$

Для того чтобы отделить истинный периодический сигнал от артефактов фильтрации, используется набор $\tau = 15, 30, 90, 120, 150, 180$ с. Для истинной (принадлежащей сигналу) спектральной компоненты значение периода сохраняется постоянным (в пределах ошибок) для разных τ . Временные профили $f_{\tau}^{hf}(t_k)$ используются для их последующей обработки методами корреляционного, Фурье и вейвлет анализа.

Анализ данных наблюдений

Для исследований тонкой пространственно временной структуры микроволнового излучения вспышки 14.05.2013 класса GOES 3.2, синтезированы и исследованы радиокарты вспышечной области во временном интервале от 01:04:00–01:13:00 UT. Временные профили потоков, проинтегрированных по всей вспышечной области, показаны на Рис. 1. В радиодиапазоне потоки, зарегистрированные NoRH на 17 ГГц и на 34 ГГц, составили 1985 с.е.п. и 1481 с.е.п., соответственно.

Мощная вспышка произошла вблизи лимба. Тем не менее, радиокарты стабильны, т.е. свободны от влияния эффекта джиттера. Плавное спадание интенсивности от центральных частей к периферии на карте дисперсий (Рис. 2а), построенной за весь временной интервал, говорит об отсутствии скачков координат от карты к карте [8]. Наложённые контурами распределения радиояркости на 17 ГГц в 01:06:00 UT (сплошные контуры) и в 01:13:00 UT (штриховые контуры) подтверждают то, что основные перераспределения радиояркости происходили именно в радиоисточниках.

На фазе роста вспышки источник радиоизлучения представляет собой протяжённую петлю длиной 40 Мм. Импульсная фаза вспышки ассоциируется с появлением и развитием компактной петли длиной 22 Мм вблизи северного основания протяжённой петли. Оба источника видны на радиокарте на момент времени 01:06:00 UT (Рис. 2б).

Для исследования характера временных профилей микроволнового излучения, выбраны четыре площадки, отмеченные нумерованными квадратами на Рис. 2б. Одна из них (box 0) лежит в малой петле, три остальные — в большой петле (box 1, box 2 и box 3). Основные процессы вспышечного энерговыделения происходят в компактной петле. Потоки из бокса 0 в пять–шесть раз превосходят потоки из боксов 1, 2 и 3.

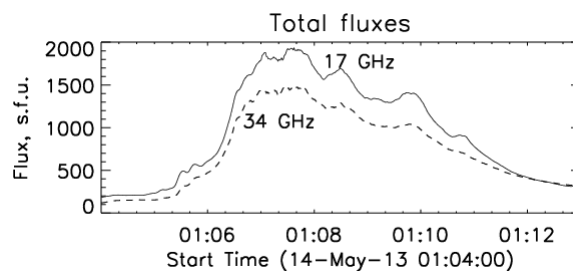


Рис. 1.

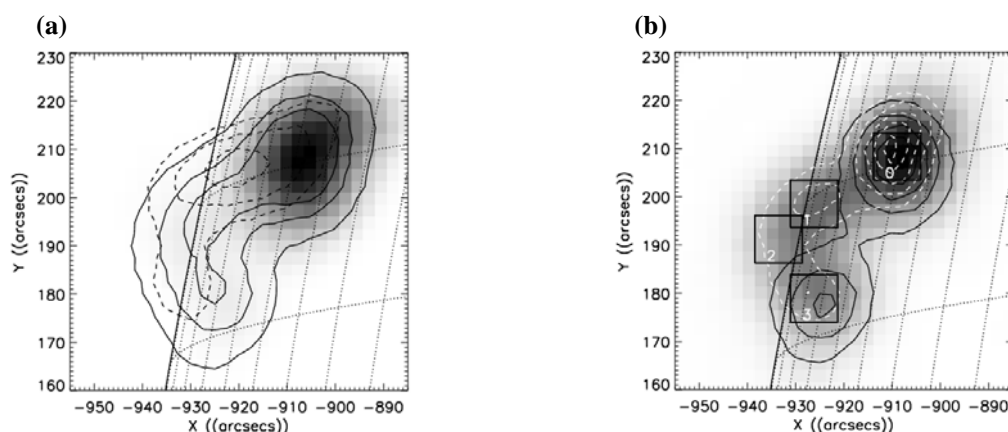


Рис. 2.

Высокочастотная компонента сигнала из всех боксов носит ярко выраженный колебательный характер (Рис. 3а). В выбранных боксах методом автокорреляционного и Фурье анализа выделены периодические компоненты с периодами 50, 60, 100 и 150 с. Найдено, что КПП с периодом порядка 60 с присутствуют как в большой петле, так и в малой петле. Этот результат подтверждается и для кросскорреляционных функций между потоками из бокса 0 в малой петле и потоками из каждого из боксов в большой петле, периодограммы которых показаны на Рис. 3б. Переход от более тёмных к более светлым линиям соответствует разным значениям $\tau = 15, 30, 90, 120, 150, 180$ с. В большой петле колебания с периодом 60 с синхронны на всем протяжении петли (Рис. 3а). Вместе с тем, обнаружена фазовая задержка (36–40 с) этих колебаний относительно колебаний в маленькой петле. Задержки хорошо видны на графиках кросскорреляционных функций между боксом 0 и каждым из боксов 1, 2, 3.

Обсуждение

Как следует из наблюдений на Радиополяриметрах Нобейма (NoRP), частота спектрального максимума лежит в районе 9 ГГц. В сочетании с большими потоками микроволнового излучения и умеренной степенью круговой поляризации (в пределах 10%), это позволяет ассоциировать оптически тонкое радиоизлучение на 17 ГГц с гиротронным излучением электронов, ускоренных во время вспышки.

Найденные периоды соответствуют периодам стоячей медленной магнитозвуковой волны (ММЗ) в малой петле. Однако, тот факт, что одина-

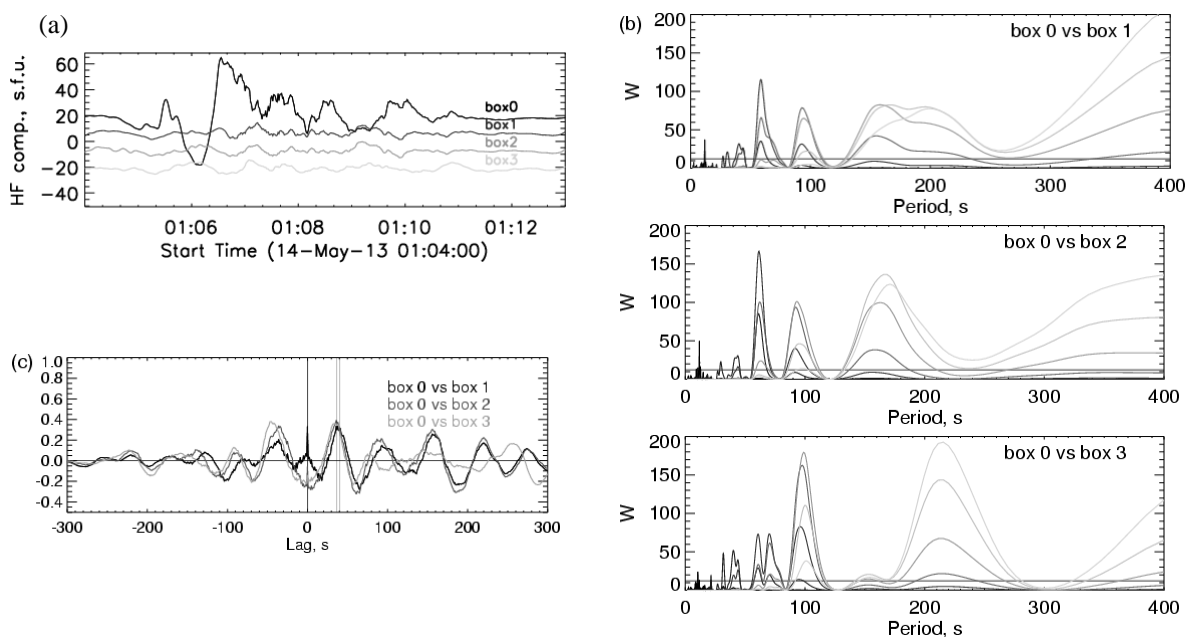


Рис. 3.

ковые периоды наблюдаются в двух петлях, с размерами, отличающимися в два раза, не согласуется с предположением о захваченных в них стоячих ММЗ волнах. В малой петле при параметрах плазмы $T_0 = 2 \cdot 10^7$ К, $n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³, $B_0 = 300$ Гс период основного тона ММЗ моды составляет 60 с.

Объяснением обнаруженных спектральных и фазовых особенностей осцилляций в двух петлях может быть воздействие на компактную область ускорения электронов в большой петле бегущей ММЗ волной, возбужденной ММЗ колебаниями в малой петле. При параметрах плазмы в большой петле $T_0 = 5 \cdot 10^6 - 10^7$ К, $n_0 = 5 \cdot 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³, $B_0 = 100$ Гс средняя фазовая скорость ММЗ моды составит $v_{ph} \approx 400$ км/с. Отсюда получаем оценку расстояния от места взаимодействия петель до источника ускоренных электронов в большой петле: $\Delta L \approx 16000$ км, т.е. вблизи вершины большой петли.

Работа выполнена при поддержке Программы ПРАН 22, грантов РФФИ № 12-02-00616, 00616, 13-02-00044, 14-02-00924, Программой МС FP7-PEOPLE-2011-IRSES-295272.

Литература

1. G.B. Gelfreikh et al. // Solar Phys., V. 185, P. 177, 1999.
2. Sych R. et al. // Astron. Astrophys., V. 505, P.791, 2009.
3. V.E. Reznikova, K. Shibasaki // Astron. Astrophys., V. 525, P. A112, 2011.
4. Meszarosova H. et al. // Astron. Astrophys., V. 697, P. L108, 2009.
5. V.V. Zaitsev et al. // Cosmic Research, V. 46, P. 301, 2008.
6. J. Jakimiec, M. Tomczak // Solar Phys., V. 261, P. 233, 2010.
7. Kupriyanova E.G. et al. // Solar Phys. V. 267, P. 329, 2010.
8. Kupriyanova E.G. et al. // Solar Phys. V. 284, P. 559, 2013.

О ГЕОМЕТРИИ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОКРЕСТНОСТЯХ НУЛЕВЫХ ТОЧЕК 2-ГО И ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ

Лукашенко А.Т.¹, Веселовский И.С.^{1,2}

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

²Институт космических исследований РАН, Москва

ON THE GEOMETRY OF THE POTENTIAL MAGNETIC FIELD IN THE VICINITY OF NULL POINTS 2nd AND HIGHER ORDERS

Lukashenko A.T.¹, Veselovsky I.S.^{1,2}

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

²Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Profsoyuznaya ul. 84/32, Moscow,
Russia

In the processes on the Sun a topological structure of the magnetic field, for which null points are a part of, plays an important role. An overview of the geometry of the field lines near the nulls of all orders of the potential magnetic field on the plane on the basis of the expansion in a Taylor series in homogeneous harmonic polynomials is provided, as well as a classification and geometric characteristics of the 1st order nulls in three-dimensional space. If nulls of the 1st order in 3D were considered in detail in the literature previously (see., e.g [1]), the higher orders haven't been sufficiently studied until now (to this issue is dedicated, for example, the publication [2]). In this paper principles of the classification and description of the 2nd and higher orders nulls in 3D are formulated.

Введение

Представим вектор магнитного поля как градиент потенциала $\mathbf{V} = \nabla U$, который должен удовлетворять уравнению Лапласа:

$$\Delta U = 0. \quad (1)$$

В нулевой точке $\mathbf{V} = 0$. Такие точки могут быть классифицированы, во-первых, по их порядку, под которым мы подразумеваем порядок наименьшего ненулевого члена разложения компонент вектора поля в ряд Тейлора. В случае потенциального поля удобно разлагать в ряд непосредственно потенциал:

$$U = \frac{\partial^2 U}{\partial x_i \partial x_j} \Big|_{\mathbf{R}=0} x_i x_j + \frac{\partial^3 U}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k} \Big|_{\mathbf{R}=0} x_i x_j x_k + \dots, \quad (2)$$

и если низшие члены разложения (2) имеют порядок n , то им описывается нуль порядка $p = n - 1$. Здесь \mathbf{R} — радиус-вектор, $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, а по повторяющимся индексам подразумевается суммирование.

Нулевые точки на плоскости

Гармоническим полиномом, согласно определению [3], называется полином, удовлетворяющий уравнению Лапласа. Такой полином представим в виде суммы однородных гармонических полиномов (ОГП). В плоском случае для каждого порядка n существует ровно два линейно независимых ОГП, в качестве которых можно взять действительные $U^{n,1}$ и мнимые $U^{n,2}$ составляющие разложения в ряд Тейлора произвольной аналитической функции $\Psi(z)$, где $z = x + iy$ (без учёта коэффициентов c_i , $i = 1, 2, \dots$):

$$\begin{aligned} \Psi &= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} c_n z^n = c_0 + c_1(x + iy) + \frac{1}{2} c_2(x + iy)^2 + \dots = \\ &= c_0 + c_1(x + iy) + c_2 \left[\frac{1}{2}(x^2 - y^2) + ixy \right] + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

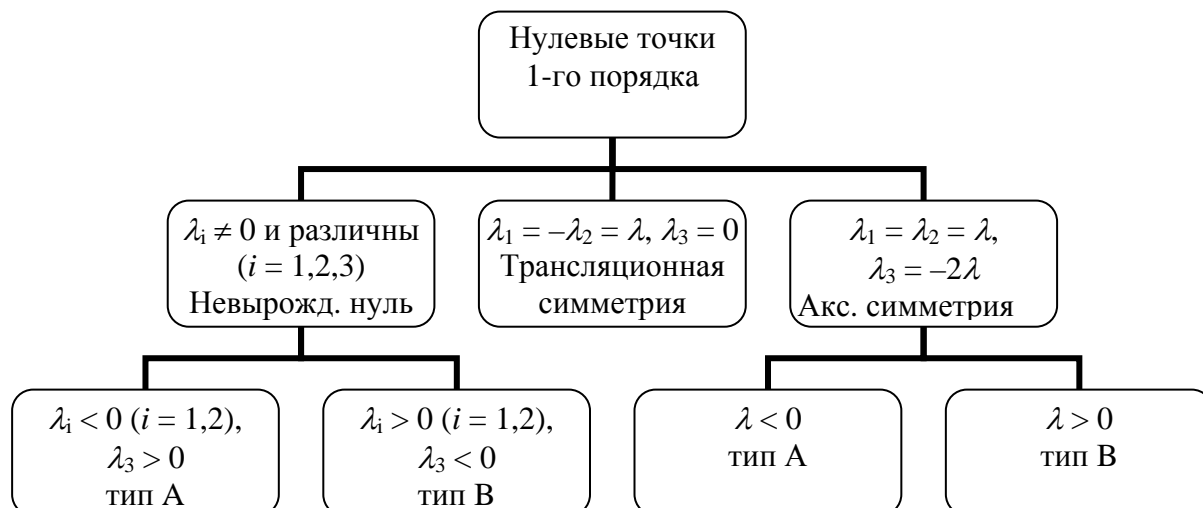
Потенциал можно записать в виде ряда по этим полиномам:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} [a_n U^{n,1}(x, y) + b_n U^{n,2}(x, y)]. \quad (4)$$

Пусть n — низший порядок разложения. Каждый из двух ОГП порядка n и их линейные комбинации задают нулевую точку одного и того же вида, с точностью до поворота и масштабного фактора. При $n = 2$ это т.н. Х-точка с прямыми углами между исходящими из нуля асимптотами, при $n = 3$ — точка с 6-ю разделёнными равными углами лучами-асимптотами, и т.д.

Нулевые точки 1-го порядка в пространстве

Если на плоскости нули одного порядка имели единообразную геометрию линий поля в окрестности, то в трёхмерном пространстве становится возможным множество вариантов, которые в случае нулей 1-го порядка можно охарактеризовать одним параметром [1], и вырождение не только по порядку нуля, но и геометрическое (возникновение дополнительных симметрий).



Классификация (см. схему) нулей 1-го порядка производится по собственным значениям (СЗ) λ_i ($i = 1, 2, 3$) матрицы вторых производных потенциала U , которая симметрична и обладает нулевым следом.

Случай с одним нулевым СЗ аналогичен плоскому и характеризуется наличием нулевой (возможно, лишь в низшем порядке) прямой. Такой нуль может возникнуть в результате слияния двух нулей 1-го порядка или, напротив, сформировавшись, распасться на два нуля [4]. Рассмотрению пространственных нулей 1-го порядка двух других разновидностей и характерных геометрических структур, образуемых линиями поля с концом в нуле (“шип” и перпендикулярная ему “веерная плоскость”) посвящено много литературы, см., например, [1] и [5].

Нулевые точки 2-го и высших порядков в пространстве

Общее рассмотрение нулевых точек 2-го порядка, не говоря уже о более высоких, весьма громоздко. Очертим лишь кратко принципы их описания. Из т.н. “теоремы о причёсывании ежа” следует, что у поля, заданного в окрестности нулевой точки линейной комбинацией ОГП одинакового порядка, существует как минимум одна проходящая через эту точку прямая, на которой поле радиально или же обращается в нуль. Удобно перейти к такой системе координат, в которой ось Z изначально предполагается направленной вдоль этой прямой.

Как и в плоском случае, потенциал вблизи нулевой точки можно разложить в ряд Тейлора, например, по пространственным ОГП. Их число порядка n составляет $2n + 1$ [3], список для низших порядков дан в [6]. Мы, однако, ради удобства перейдём к приведённым ОГП на основе шаровых функций. Каждая шаровая функция пропорциональна выражению

$$r^n P_n^{(m)}(\cos \theta) \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} = r^m \sin^m \theta \begin{Bmatrix} \cos m\varphi \\ \sin m\varphi \end{Bmatrix} \cdot r^{n-m} \frac{d^m}{d \cos^m \theta} P_n(\cos \theta), \quad (5)$$

где $P_n^{(m)}(x)$ — присоединённые функции Лежандра, первый из сомножителей справа не зависит от сдвигов вдоль оси Z , а второй — от поворотов вокруг неё. В согласии с нашим выбором системы координат, возьмём такие гармоники, для которых $m \neq 1$. Будем называть, как и ранее, n порядком базисной функции $U_n^{i,j}$; число $i = m - 1$ назовём её родом; а полиномы на основе шаровых функций с $\cos m\varphi$, назовём функциями 1-го вида, а с $\sin m\varphi$ — 2-го. Поворотом системы координат вокруг оси Z можно сократить число базисных функций ещё на единицу за счёт одной из функций 1-го или 2-го видов. В заключение можно выбрать масштаб.

В табл. 1 приведены базисные функции для нулей 2-го порядка. Поодиночке потенциал U_3^0 задаёт нулевую точку с “шипом” и двумя “веерными конусами” (при $z > 0$ и $z < 0$), $U_3^{1,1}$ — с 8-ю одинаковыми (с точно-

стью до направления вектора поля на них) “полушипами”, а $U_3^{2,1}$ описывает аналогичный двумерному случай с нулевой прямой и точкой с б-ю лучами-асимптотами в плоскости, ей перпендикулярной. Комбинируя функции U_3^0 и какие-либо три из $U_3^{1,1}$, $U_3^{1,2}$, $U_3^{2,1}$, $U_3^{2,2}$ с тремя независимыми коэффициентами, можно получить нуль 2-го порядка общего вида. Нормировка в табл. 1 подобрана так, что сумма U_3^0 и какого-либо из потенциалов 1-го рода даёт нуль, аналогичный задаваемым потенциалами 2-го рода, но повернутый относительно системы координат, а сумма $U_3^0 + U_3^{2,1} + U_3^{2,2}$ — аналогичный задаваемым потенциалами 1-го рода, также повернутый. Уравнения линий поля в общем случае не удаётся проинтегрировать аналитически. Однако рассмотрение тех случаев, когда решение, хотя бы частично, получить возможно, показывает большее, по сравнению с 1-м порядком, разнообразие геометрии одномерных (изолированных линий) и двумерных многообразий (поверхностей), состоящих из линий поля с концом в нуле.

Таблица 1.

Обозн.	Декартовы координаты	Цилиндрич. координаты (ρ, φ, z)	Выражение через шаровые функции в сферич. системе координат (r, θ, φ)
U_3^0	$\frac{1}{6}[3z(x^2 + y^2) - 2z^3]$	$\frac{1}{6}(3\rho^2 z - 2z^3)$	$-\frac{r^3}{3} \cdot P_3^{(0)}(\cos \theta)$
$U_3^{1,1}$	$z \frac{x^2 - y^2}{2}$	$\frac{\rho^2 z}{2} \cos 2\varphi$	$\frac{r^3}{30} \cdot P_3^{(2)}(\cos \theta) \cdot \cos 2\varphi$
$U_3^{1,2}$	xyz	$\frac{\rho^2 z}{2} \sin 2\varphi$	$\frac{r^3}{30} \cdot P_3^{(2)}(\cos \theta) \cdot \sin 2\varphi$
$U_3^{2,1}$	$\frac{1}{6}(x^3 - 3xy^2)$	$\frac{1}{6}\rho^3 \cos 3\varphi$	$\frac{1}{90}r^3 \cdot P_3^{(3)}(\cos \theta) \cdot \cos 3\varphi$
$U_3^{2,2}$	$\frac{1}{6}(3x^2 y - y^3)$	$\frac{1}{6}\rho^3 \sin 3\varphi$	$\frac{1}{90}r^3 \cdot P_3^{(3)}(\cos \theta) \cdot \sin 3\varphi$

Литература

1. Parnell C.E., Smith J.M., Neukirch T., Priest E.R. The structure of three-dimensional magnetic neutral points // Phys. Plasmas. V. 3. P. 759–770. 1996.
2. Жугжда Ю.Д. Нейтральные (нулевые) точки магнитных полей // Геомагнетизм и аэронавигация. Т. 6. С. 506–511. 1966.
3. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики (5-е изд.). М.: Наука, 1977.
4. Priest E.R., Lonie D.P., Titov V.S. Bifurcation of magnetic topology by the creation or annihilation of null points // J. Plasma Phys. V. 56. № 3. P. 507–530. 1996.
5. Priest E.R., Titov V.S. Magnetic Reconnection at three-dimensional null points // Phil. Trans. Royal Soc. A, V. 354, № 1721, P. 2951–2992. 1996.
6. Gallier J. Notes on spherical harmonics and linear representations of Lie groups. URL: <http://www.seas.upenn.edu/~jean/diffgeom.pdf>. 2014.

НАПРАВЛЕННОСТЬ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РАЗЛИЧНЫХ ЧАСТЕЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

Мельников В.Ф.¹, Чариков Ю.Е.^{2,3}, Кудрявцев И.В.^{2,1}

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

³СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

HARD X-RAY DIRECTIVITY FROM DIFFERENT PARTS OF A FLARING LOOP

Melnikov V.F.¹, Charikov Yu.E.^{2,3}, Kudryavtsev I.V.^{2,1}

¹Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg

²Ioffe Physico-technical Institute of RAS, St. Petersburg

³St. Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg

Hard X-ray directivity generated in different parts of flaring loops is studied. Time-dependent relativistic Fokker Planck equation for accelerated electrons is solved for two cases of injection: isotropic and longitudinal in the direction of right footpoints. It is shown that, in the case of isotropic injection, the X-ray flux with high photon energies (>100 keV) from the looptop peaks at the viewing angle of 90° , and from the footpoints at the viewing angle of 0° . In the case of longitudinal injection, the X-ray flux peaks at the viewing angle of 0° in the right footpoint, and at the angles of $45\text{--}50^\circ$ and 130° in the looptop. The two local peaks of directivity appear due to electrons reflected in a converging magnetic field.

Направленность наблюдаемого жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) и гамма излучения отмечалась во всплесках, зарегистрированных на КА SMM и Венера 13–14 [1, 2]. Признаки направленности ЖРИ в диапазоне энергий фотонов $h\nu \geq 80$ кэВ для источника в вершине вспышечной петли недавно были обнаружены при совместном анализе данных «стереоскопических» наблюдений с помощью разнесенных в пространстве космических аппаратов “Mars Odyssey” и RHESSI [3].

Работы по решению задачи нестационарной кинетики пучков электронов и получению характеристик ЖРИ солнечных вспышек были начаты в [4–6]. Теоретические аспекты направленности ЖРИ для случая продольной (вдоль магнитного поля) инжекции нерелятивистских электронов рассматривались в [7, 8]. Расчеты пространственных распределений характеристик ЖРИ на основе решения нестационарного кинетического уравнения Фоккера-Планка в релятивистской форме (включая электроны с $E_e > 100$ кэВ) при произвольном направлении инжекции электронов в неоднородную магнитную петлю проведены в [9, 10].

Целью настоящей работы является сравнительный анализ свойств направленности ЖРИ и гамма излучения из различных частей вспышечной петли для случаев поперечной и продольной инжекции нетепловых элек-

тронов. Для проведения моделирования мы предполагаем, что функция инжекции нетепловых электронов является произведением независимых функций энергии, питч-угла, расстояния от центра петли и времени: $S(E, \mu, s, t) = S_1(E) S_2(\mu) S_3(s) S_4(t)$. Распределение по энергии предполагалось степенным $S_1(E) = K(E/E_0)^{-\delta}$, K – общий нормировочный множитель, $E_0 = 511$ кэВ. Инжекция электронов происходит в вершине петли, в одном случае – изотропно, в другом – анизотропно вдоль поля. В случае изотропной инжекции полагаем $S_2(\mu) = 1$. В случае анизотропной инжекции угловая часть распределения задавалась в форме Гаусса: $S_2(\mu) = \exp[-(\mu - \mu_1)^2 / \mu_0^2]$, где $\mu_1 = 1$, $\mu_0 = 0.2$. Значение $\mu_0 = 0.2$ соответствует конусу с углом раствора $\Delta\theta = 36^\circ$. Пространственное распределение функции инжекции задавалось функцией Гаусса: $S_3(s) = \exp[-(s - s_1)^2 / s_0^2]$. Электроны инжектировались в вершине магнитной петли ($s = s_1 = 0$) в область с полушириной источника $s_0 = 2 \cdot 10^8$ см. Инжекция электронов предполагалась нестационарной, но протяженной во времени: $S_4(t) = \exp[-(t - t_1)^2 / t_0^2]$ $t_1 = 25$ с и $t_0 = 14$ с. Изменение концентрации электронов плазмы в короне с высотой h взято в форме: $n(h) = n_0 \exp((R - h)/h_c)$, где $h_c = 1.3 \cdot 10^9$ см, $n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. В хромосферной плазме рост электронной концентрации с уменьшением высоты описывается формулой, полученной на основе анализа данных RHESSI [11]: $n(h) = 10^{12} (h/h_{ch})^{-2.5}$, где $h_{ch} = 3 \cdot 10^8$ см – масштаб по высоте. Для высот, где $n(h) > 10^{15}$ см⁻³, электронная концентрация полагалась равной 10^{15} см⁻³. Увеличение магнитного поля с расстоянием от вершины петли (s) задавалась как $B(s) = B_0 \exp[(s - s_1)^2 / s_2^2]$, где $s_2^2 = s_{max}^2 / \ln(B_c/B_0)$, B_0 и B_c – индукция магнитного поля в центре и в основаниях петли, $s_1 = 0$, $s_{max} = 3 \cdot 10^9$ см – координаты центра и основания петли, $B_0 = 200$ Гс, пробочное отношение $k = B_c/B_0 = 2$.

На рис. 1 приведены результаты расчетов направленности, $D(\alpha) = I_{hv}(\alpha) / I_{hv}(\alpha = 0^\circ)$, ЖРИ, генерированного в различных местах вспышечной петли на 30-й секунде после начала инжекции, для случая изотропной инжекции электронов с показателем спектра $\delta = 5$ (кривые 1–5) и $\delta = 3$ (кривая 6). При изотропной инжекции в вершине формируется распределение электронов с функцией распределения имеющей максимум поперек петли [9, 10]. Как видно из рисунка, ЖРИ с энергией 30 кэВ, генерируемое в вершине петли, имеет слабую направленность. По мере продвижения вниз петли направленность увеличивается, причем максимум излучения генерируется вдоль петли. В основании петли направленность снова уменьшается, что является результатом рассеяния частиц в плотных слоях плазмы. По мере увеличения энергии квантов излучение из вершины петли становится направленным поперек петли. На рис. 1б видно, что направленность излучения квантов с энергией 318 кэВ может достигать 6–8 в верхней части петли. Это является следствием почти поперечного уг-

лового распределения электронов в вершине петли и угловой зависимостью тормозного релятивистского сечения (сечение максимально в направлении движения релятивистских электронов). Направленность тормозного излучения поперек петли в ее вершине проявляется и в излучении ЖРИ с энергией квантов 30 кэВ, если спектр излучающих электронов жесткий ($\delta = 3$) и, следовательно, значительный вклад в это излучение вносят релятивистские электроны (рис. 1а, кривая 6).

В случае продольной инжекции ситуация кардинально меняется. На рис. 2 показаны зависимости направленности рентгеновского излучения от угла наблюдения при $\delta = 5$ (кривые 1–5) и для $\delta = 3$ (кривая 6). В этом случае даже при энергии 30 кэВ направленность излучения отчетливо выражена, максимум направленности ЖРИ из вершины приходится на углы 40° – 50° . По мере увеличения энергии квантов максимум направленности смещается к углу 0° . Кроме того, на графике направленности ЖРИ из вершины петли (рис. 2б, кривая 1) при угле наблюдения $\alpha \approx 130^\circ$ появляется локальный максимум, связанный с отраженными от магнитных пробок электронами. Уменьшение показателя энергетического спектра электронов до $\delta = 3$ приводит к усилению данного максимума (кривая 6). На кривой 6 также видна особенность при угле наблюдения 45° – 50° , которая превращается во второй локальный максимум на стадии спада интенсивности ЖРИ.

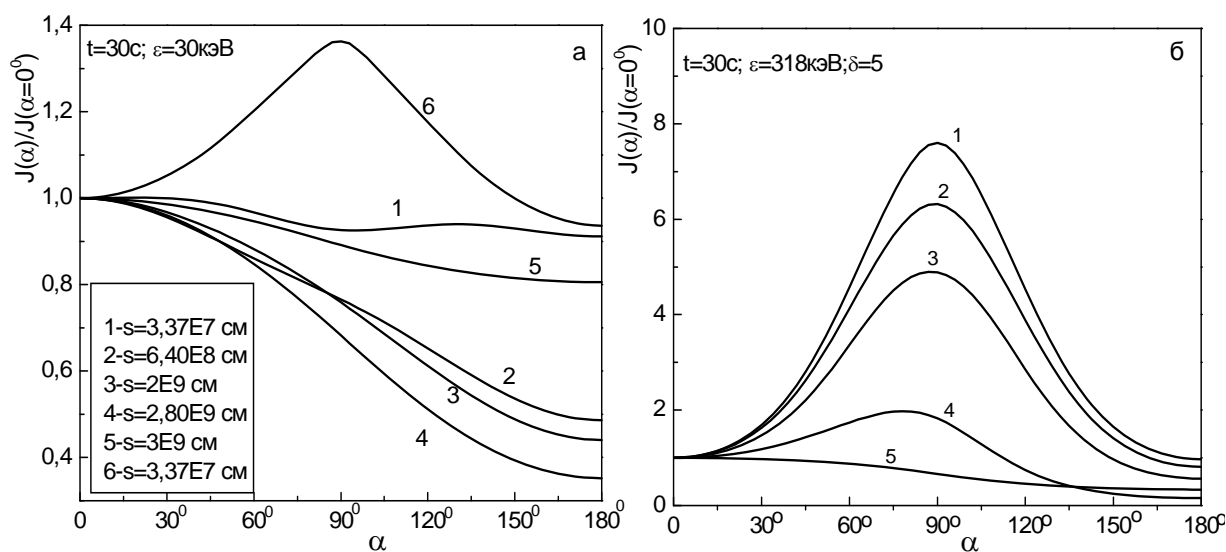


Рис. 1. Направленность ЖРИ в различных участках петли для энергий фотонов 30 кэВ (слева) и 318 кэВ (справа) в момент времени $t = 30$ сек для случая изотропной инжекции электронов с показателем спектра $\delta = 5$ (кривые 1–5) и $\delta = 3$ (кривая 6).

Таким образом, направленность жесткого рентгеновского излучения в разных участках петли имеет принципиально различный характер для случаев изотропной и продольной инжекции энергичных электронов. Измерения направленности ЖРИ в соответствующих наблюдениях солнечных вспышек и установленные выше различия в свойствах направленности

позволят ответить на вопрос об угловом распределении инжектируемых во вспышечную петлю электронов.

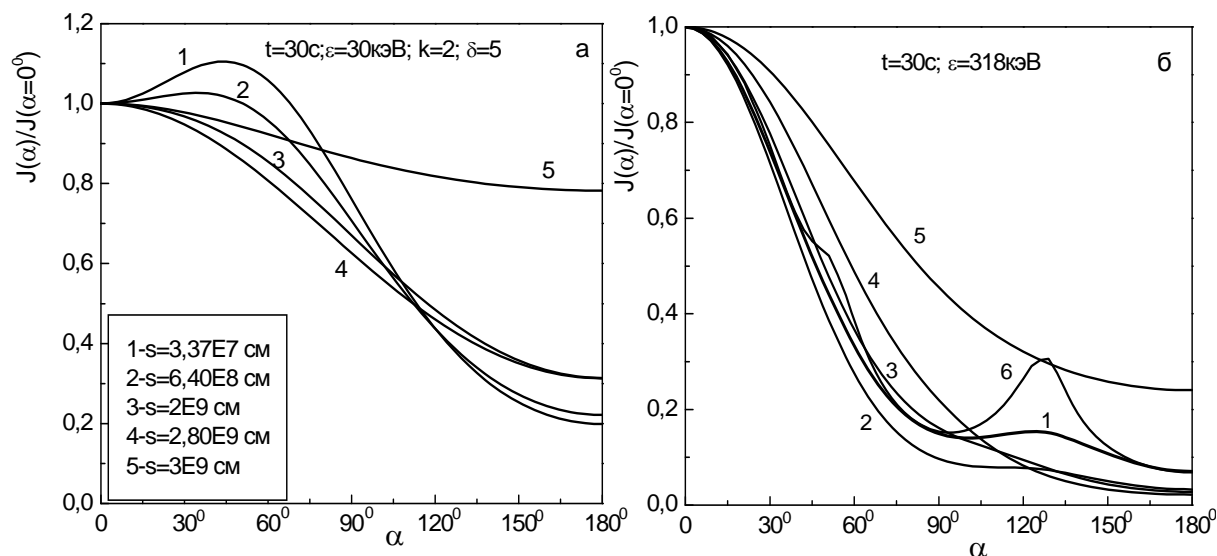


Рис. 2. Направленность ЖРИ в различных участках петли для энергий фотонов 30 кэВ (слева) и 318 кэВ (справа) в момент времени $t = 30$ сек для случая продольной инъекции электронов.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924 и программой ПРАН-22.

Литература

1. Rieger, E. // Sol. Phys., 1989, V. 121, P. 323
2. Li, P., Hurley, K., Barat, C., Niel, M., Talon, R., & Kurt, V. 1994, ApJ, 426, 758.
3. Лившиц М.А., Головин Д.В., Каушанова Л.К. и др. // Астрон.ж. 2011, Т. 55, С. 551.
4. Zharkova V.V., Brown J.C., Syriavskii D.V. // Astronomy and Astrophysics, V. 304, P. 553, 1995.
5. Yu.E., Guzman A.B. and Kudryavtsev I.V. // Astronomy and Astrophysics, V. 308, P. 924, 1996.
6. Guzman A.B., Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E. // Astronomy reports. V. 40(2). P.246. 1996.
7. Zharkova V.V., Gordovskyy M. // Astrophysical Journal. v.651. p.553. 2006.
8. Zharkova V.V., Kuznetsov A.A. and Siversky T. V. // Astronomy & Astrophysics. V. 512. A8. 2010.
9. Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V. // Geomagnetism and Aeronomy V. 52 (8). p. 1021. 2012.
10. Melnikov V.F., Charikov Yu.E., Kudryavtsev I.V. // Geomagnetism and Aeronomy, V. 53(7), p. 863, 2013.
11. Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P. // Solar Physics, V. 210, p. 383–405, 2002.

МАГНИТНЫЙ ИСТОЧНИК АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ С ПРОТУБЕРАНЦЕМ

Мерзляков В.Л.

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

MAGNETIC SOURCE OF THE ACTIVE REGION WITH A PROMINENCE

Merzlyakov V.L.

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

Magnetic source of the active region with a prominence is studied. The parameters of this source have been obtained by modeling the prominence formation. It is founded that at the heights of prominences the source creates the magnetic field with octupole harmonic as a dominant. Besides, the octupole harmonic has two proportionate components along magnetic dipole of the active region and perpendicular to it. The value of the perpendicular component is equal from 50% to 90% of another component. The magnetic lines at such relative values orientate at small angles to prominence axis.

Введение

Магнитные поля Солнца имеют различного рода структурные неоднородности. Среди них выделяются активные области с локальным усилением поля до 4 кГс. Появление активных областей и источников, поддерживающих их длительное существование, остаются до сих пор предметом обсуждения. Причиной тому, в частности, является отсутствие надежных данных о магнитном поле над этими областями. Среди такого рода данных наиболее достоверные относятся к регионам около нейтральной поверхности, когда на этой поверхности находится протуберанец. Магнитографические измерения в районе протуберанца выявили характерную закономерность в ориентации силовых линий под малыми углами к нейтральной поверхности [1].

Обнаруженный эффект малого угла наклона магнитных линий, обычно интерпретируется либо магнито-гидродинамическим действием [2, 3], либо собственным полем протуберанца как магнитной трубки [4, 5]. В предложенных объяснениях имеются разного рода трудности в удержании требуемой конфигурации на весь период существования протуберанца. Естественным преодолением таких трудностей является предположение, что характерная конфигурация магнитного поля на нейтральной поверхности есть свойства самого источника поля активной области. Поиску свойств такого источника и посвящено предлагаемое исследование.

Параметры модели

Поиск параметров источника активной области проведем на основе представления о динамической природе формирования протуберанца. Как было ранее установлено, появление протуберанца может быть связано с дрейфовым уплотнением хромосферной и корональной плазмы к нейтральной поверхности [6]. Магнитное поле в местах уплотнения плазмы определяется октупольной гармоникой (Q), вклад которой до высот $\geq 0.1 R_{\text{Sun}}$ превышает дипольную гармонику (M). В работе [6] была рассмотрена осесимметричная конфигурация с одной компонентой октупольной гармоники, ориентированной вдоль дипольной. Магнитные силовые линии при такой конфигурации перпендикулярны нейтральной поверхности. Чтобы эти линии соориентировались под малым углом необходима, в рамках нашей модели, значимая компонента октупольной гармоники (Q_{\perp}), которая перпендикулярна дипольному моменту. Наличие компоненты Q_{\perp} в свою очередь смещает плазму вдоль нейтральной поверхности, уменьшая тем самым эффективность уплотнения. Следовательно, необходимо найти такие соотношения между магнитными параметрами M , Q , Q_{\perp} , при которых возможно как эффективное формирование протуберанца, так и появление магнитной конфигурации с силовыми линиями, ориентированными под малым углом к нейтральной поверхности.

Результаты расчетов

Расчеты по моделированию проводились по методике работы [6] с одинаковыми для всех показателем временного затухания дипольной и октупольной гармоник. Степень эффективности уплотнения плазмы на нейтральной поверхности определялась по прошествии $1/3$ временного масштаба затухания. Начальная мощность исследуемого подфотосферного источника принималась такой, чтобы на нулевом уровне максимальное значение перпендикулярной компоненты магнитного поля $B_z = 3\text{кГс}$.

Расчеты показали, что требуемая ориентация магнитных линий около нейтральной поверхности возникает при отношении $Q_{\perp}/Q \geq 0.5$. На рис. 1 дается пример расчетной конфигурации для $Q_{\perp}/Q = 0.5$, $Q/M = 0.01 R_{\text{Sun}}^2$.

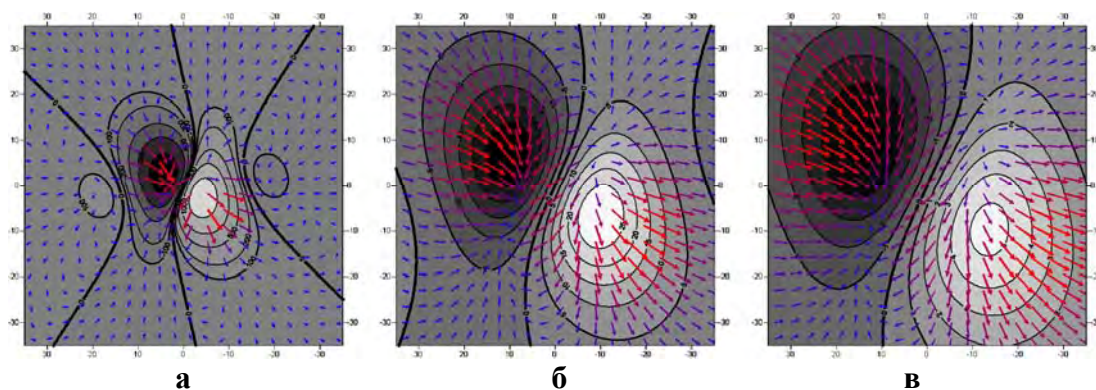


Рис. 1.

На рис. 1 отражена ситуация на трех уровнях в плоской геометрии на нулевом фотосферном (а), удаленном от него на $0.03 R_{\text{Sun}}$ (б) и $0.05 R_{\text{Sun}}$ (в). Тангенциальная компонента поля B_z дана в виде линий изогаусс и цветовой градацией, толстые линии обозначают границы раздела полярностей (нейтральные линии). Касательная к плоскостям компонента магнитного поля изображена как поле направлений, длина стрелок которого пропорциональна величине её напряженности. Масштабы по осям отмечены в тыс. км, нулевой отсчет от расположенного в центре источника. Из рис. 1 следует, что на всех высотах направление силовых линий около нейтральной поверхности имеет небольшой угол с ней. Величина указанного угла становится практически нулевой при отношении октупольных компонент $Q_{\perp}/Q = 0.9$. Этот случай представлен на рис. 2, где аналогично рис. 1 даётся магнитная конфигурация на нулевом уровне (а) и высотах $0.03 R_{\text{Sun}}$ (б), $0.05 R_{\text{Sun}}$ (в). Помимо различий по углу заметен более сильный изгиб центральной нейтральной линии (рис. 2). Следует заметить, что такие S-образные нейтральные линии на фотосфере также являются характерными для активных областей с протуберанцем [1].

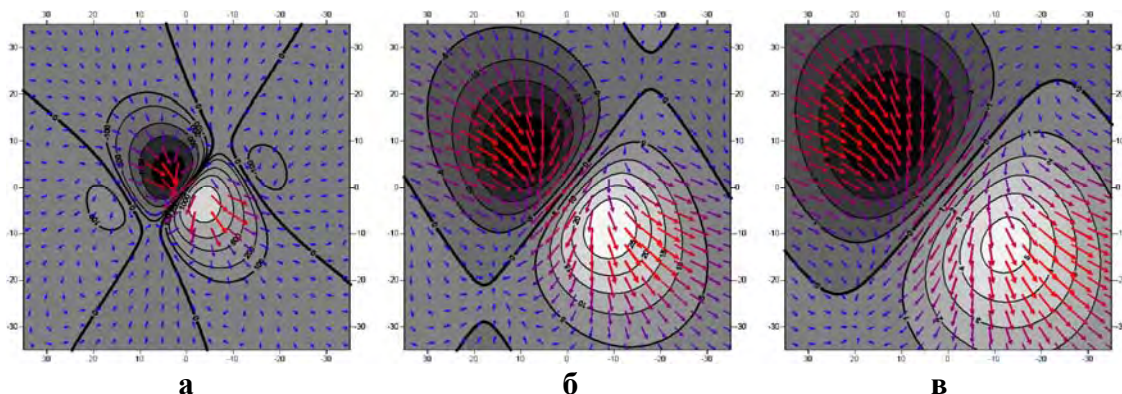


Рис. 2.

Представленные на рис. 1 и рис. 2 расчетные конфигурации магнитного поля над активной областью мало зависят, как оказалось, от отношения величин гармоник октупольной к дипольной. И картина силовых линий практически не меняется в диапазоне параметров $Q/M = 10^{-2} - 10^{-1} R_{\text{Sun}}^2$.

Между тем, ситуация с формированием протуберанца (процесс эффективного уплотнения на нейтральной поверхности) существенно зависит и от Q/M , и от Q_{\perp}/Q . Ограничение в первую очередь дает последнее соотношение. В результате расчетов были найдены граничные значения параметра Q_{\perp}/Q , которые меняются от 0.7 до 0.9 в интервале изменений $Q/M = 0.01 R_{\text{Sun}}^2 - 0.1 R_{\text{Sun}}^2$. И эти границы значимо смещены от минимально необходимых 0.5 (Рис. 1). Таким образом, существуют допустимые интервалы параметров магнитного источника активной области, при которых формируется и протуберанец, и при этом магнитные силовые линии составляют с ним небольшой угол.

Выводы

Проведенный поиск параметров источника активной области с протуберанцем (фаза затухания) показал, что он имеет существенно недипольный характер. В пределах высот протуберанца (не ниже $0.1 R_{\text{Sun}}^2$) конфигурация формируемого этим источником поля близка к октупольной с наличием значимой компоненты, перпендикулярной магнитному дипольному моменту активной области. Величина этой компоненты может составлять от 50% до 90% относительно октупольной компоненты, которая ориентирована преимущественно вдоль магнитного момента.

Модельные расчеты с “точеным” источником показали, что геометрические свойства нейтральной поверхности и протуберанца получаются адекватными наблюдаемым. Это означает, что реальные размеры источника являются компактными по сравнению с протяженностью активной области.

Литература

1. *Martin S.F.* // *Solar Phys.*, 1998, v. 182, p. 107–137.
2. *De Vore C.R., Antiochos S.K., Aulanier G.* // *Astrophys. J.*, 2005, v. 629, p. 1122–1134.
3. *Lin Y., Martin S.F., Engvold O.* // *ASP Conf. Series*, 2008, v. 383, p. 235–242.
4. *Aulanier G., Demoulin P.* // *Astron. Astrophys.*, 2003, v. 402, p. 769–780.
5. *Dudik J., Aulanier G., Schmieder B., Bommier V., Roudier T.* // *Solar Phys.*, 2008, v. 248, p. 29–50.
6. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2013”, СПб, ГАО РАН, 2013, с. 137–140.

ДОЛГОТНАЯ НЕОДНОРОДНОСТЬ ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкина, РАН, г. Москва, г.о. Троицк, Россия*

LONGITUDAL VARIATION OF SOLAR MAGNETIC FIELD GENERATION

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

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

Longitudinal variation of solar magnetic field generation was studied. This study has been made using the information about coronal magnetic field, which may be obtained from the coronal helmet configuration. By modeling of the helmet configurations it is founded longitudinal magnetic field strength variation with one maximum and one minimum in the region of generation. In epochs of low solar activity a difference between magnitudes of the maximum and the minimum is from 1.3 to 2 in this region. Also it is founded that the longitude dispositions of these magnetic field extrema coincide in north and south hemispheres. However, between the hemispheres may be difference in mean magnetic field strengths to 30%.

Введение

Наблюдаемое магнитное поле Солнца имеет явно выраженную неоднородность. Наличие такой неоднородности связывают в первую очередь с воздействием подфотосферных конвективных движений на выходящий магнитный поток из зоны генерации. Между тем, существуют некоторые закономерности в характере распределения этого выходящего на фотосферу магнитного потока. Это широтный дрейф в цикле активности и наличие долготных зон повышенной магнитной активности, которые, по-видимому, отражают особенности напряженности магнитного поля в зоне его генерации. Изучение отмеченных особенностей на уровне фотосферы затрудняют конвективные движения разного масштаба.

Масштабы конвективных движений, как было установлено Ихсановым [1], имеют иерархическую организацию, в которой наибольший размер $\approx 1R_{Sun}$ охватывает всю конвективную область. И этот размер определяют гигантские ячейки, связанные с магнитным полем в зоне генерации. Отсюда появляется возможность изучения этой зоны через исследование свойств указанного масштаба. Для этого была использована нижняя корона Солнца, поскольку ее магнитная конфигурация определяется именно таким масштабом [2].

Модельные построения

В проведенном авторами исследовании крупномасштабной организации коронального магнитного поля было установлено, что оно формируется регулярно расположенными по долготе источниками [3]. Их положение устойчиво по широте, магнитные моменты ориентированы по радиусу и имеют противоположное направление с соседними [3]. Такие особенности источников позволяют предположить, что они возникают на стыках гигантских ячеек в местах выхода (стока) магнитного поля из зоны генерации. Следовательно, величины их магнитных моментов отражают долготное распределение напряженности поля в этой зоне.

Источники располагаются с 60° интервалом, и это позволяет изучить низкочастотные вариации в распределении искомой напряженности по долготе. Формулу для такого анализа представим в стандартном виде суммы гармоник ($m = 1, 2, 3$) с учетом их долготных сдвигов λ_m :

$$M(\lambda) = M_0 + \sum A_m \sin m(\lambda - \lambda_m) \quad (1)$$

Формула (1) записана для дипольного момента M , величина октупольного момента (Q) меняются аналогичным образом при постоянном отношении Q/M [3]. Выражение (1) применяется отдельно к полусферам. Отметим, что ситуация (1) относится к средним широтам $20^\circ - 30^\circ$.

Эпоха минимума активности

В проведенном ранее исследовании [3] были определены только средние величины M_0 (1). В этом случае воспроизводится идеальная шлемовидная структура минимального типа. Однако даже в эпохи минимума наблюдается явная восточно-западная асимметрия положения шлемов. Рис. 1 иллюстрирует сказанное на примере корон затмений 1923 г. (а), 1954 г. (б). С ростом солнечной активности Е-В асимметрия увеличивается, появляется 3-х шлемовидная форма. Пример корона 1995 г. (Рис. 1в). Подобная форма указывает на значительные вариации изгиба нейтральной поверхности [2], что означает долготную изменчивость мощности источников (1).

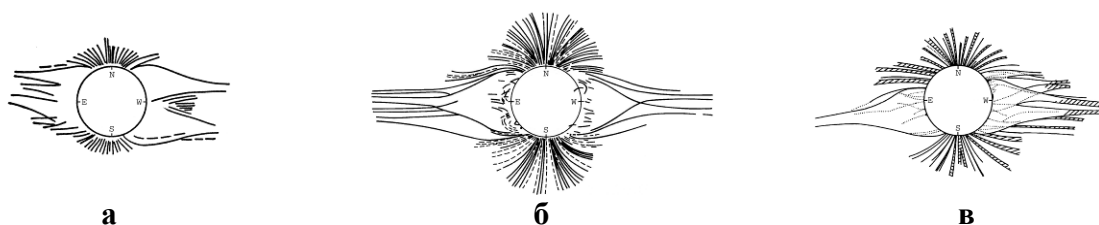


Рис. 1.

Моделирование корон рис. 1 с использованием (1) показало, что удовлетворительная картина достигается с одной гармоникой ($m = 1$). Вариации величин магнитного момента составляют $(M_0 + A_1)/(M_0 - A_1) = 4-8$. Раз-

личие средних M_0 по полушарам не превышает 50% при синфазной генерации в полушарах $\Delta\lambda_1 = 0^\circ$, и более 80% при $\Delta\lambda_1 = 180^\circ$. Когда сдвиг $\Delta\lambda_1 \approx 90^\circ$, то 3-х шлемовидная форма не воспроизводится. На рис. 2 а,б,в даны модельные расчеты соответствующие коронам рис. 1 а,б,в для варианта $\Delta\lambda_1 = 0^\circ$, $(M_0+A_1)/(M_0-A_1) = 6$ и равенстве средних M_0 по полушарам.

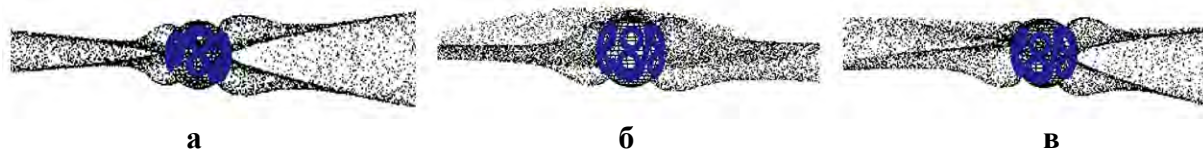


Рис. 2.

Толстые линии на модельной сфере обозначают на фотосфере конфигурацию границ смены знака радиальной компоненты магнитного поля.

Эпоха низкой активности

С ростом солнечной активности 3-х шлемовидная структура становится преобладающей. На рис. 3 приведены примеры таких структур корон затмений 1952 г. (а) и 1945 г. (б) при фазе солнечного цикла ≈ 0.3 . Моделирование этих корон показало аналогичную ситуацию, как и для эпохи минимума, рассмотренную выше. Отличие от эпохи минимума состояло в возросшей средней величине M_0 в 4 раза. На рис. 4 а,б представлены модельные построения шлемовидных структур корон рис. 3 а,б.

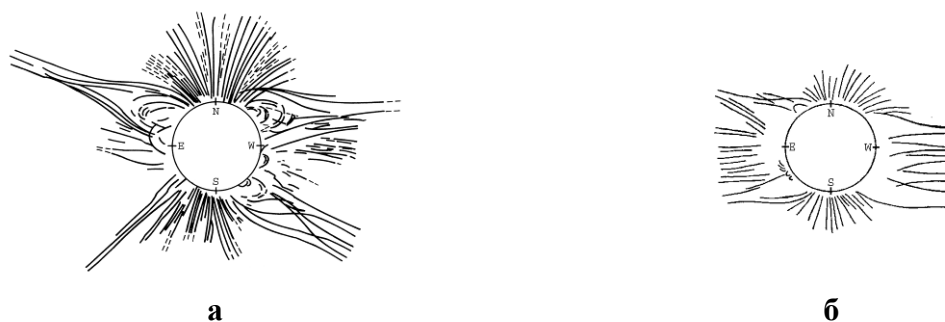


Рис. 3.

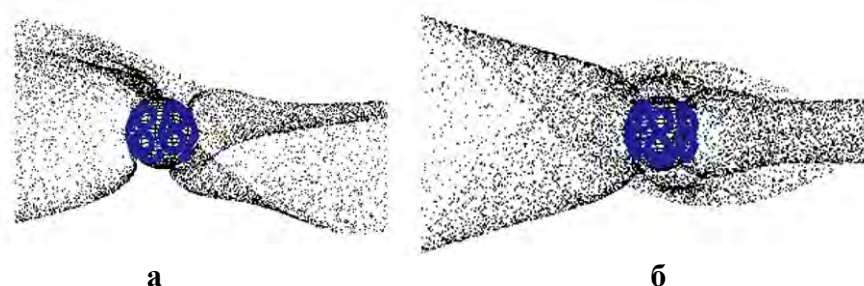


Рис. 4.

Долготная вариация напряженности

Найденные особенности долготной вариации магнитных моментов источников (1) означают, что в генерации магнитного поля имеется максимум и антиподальный ему минимум. И эта генерация синхронизирована по полусферам, с вероятным совпадением областей максимальной напряженности. Вопрос о степени вариации такой напряженности может быть решен через оценку связи средних величин дипольного момента M_0 и напряженности генерируемого магнитного поля B в виде функции $B \propto M_0^k$. Получение этой связи в абсолютных значениях не представляется возможным, но интерес представляет сам показатель. Величину этого показателя можно найти из отношения исследуемых параметров за разные моменты цикла активности $k = \lg(B_2/B_1)/\lg(M_{02}/M_{01})$. За исследуемый период от минимума до фазы цикла 0.3 изменилась M_0 в 4 раза. Изменение B можно оценить по вариации средней напряженности B_f фотосферного магнитного поля, полагая наличие линейной пропорциональности между ними. Используем данные магнитограмм обсерватории Kitt Peak для двух периодов минимумов 1986 г. и 1996 г. В эти эпохи средние показатели напряженности магнитного поля оказались: $B_f(\min) \approx 7$ Гс, $B_f(0.3) \approx 9$ Гс (спад активности), $B_f(0.3) \approx 11.5$ Гс (рост активности) [4].

С учетом приведенных величин получаем два значения показателя искомой связи $k = 0.18$ (конец солнечного цикла), $k = 0.36$ (начало солнечного цикла). В таком случае искомые вариации напряженности B в зоне генерации составят 1.3–1.45 во время спада солнечной активности, и 1.65–2.10 во время её роста. Возможное отличие средних напряженностей по полусферам при синфазности генерации оказывается не более 28%.

Выводы

Проведенный анализ долготной неоднородности генерации магнитного поля на средних широтах выявил наличие областей с максимальной и минимальной напряженностями. Возможное различие между этими напряженностями составляет 30% – 45% в период спада активности и 65% – 100% во время роста.

Обнаружена синхронность генерации по полусферам с вероятной ситуацией её синфазности. При этом средняя величина напряженности магнитного поля может различаться по полусферам менее чем на 30%.

Литература

1. *Ихсанов Р.Н.* // Солнечные данные, 1975, № 2, с. 91–97.
2. *Merzlyakov V.L., Starkova L.I.* // Geom. Aeron., 2013, v. 53, no. 8, p. 1035–1038.
3. *Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.* // Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», СПб, ГАО РАН, 2013, с. 141–144.
4. <ftp://vso.nso.edu/kpvt/daily/stats/mag.dat>

АМПЛИТУДНО-ВРЕМЕННЫЕ ВЗАИМОСВЯЗИ НА РАЗЛИЧНЫХ ШИРОТАХ В 11-ЛЕТНЕМ ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Милецкий Е.В., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

AMPLITUDE-TIME RELATIONSHIPS AT DIFFERENT LATITUDES IN 11-YEAR SOLAR ACTIVITY CYCLE

Miletsky E.V., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Using data of 12–23 cycles we study links between amplitudes of 11-year cycles and various time intervals that determine position of the curve of average sunspot latitudes on the time axis relative to maximums and minimums of the cycles.

It is shown that the strength of the links depends on latitude and is maximal at latitudes 15° and 20°. It allows constructing of amplitude-time relations based on these links.

It is found that the strongest relationship between the partial (latitude) indices of sunspot numbers and the amplitude of the cycle exists at high and middle latitudes. At low latitudes this link is lost, confirming the statement that the level of activity on the decreasing phase of the 11-year cycle (for latitudes <12°) does not depend on the amplitude of the cycle and is determined only by the current value of the mean latitude of sunspots.

For cycles 12–23 a link (with the correlation coefficient $R = 0.88$) is found between the level of activity at low latitudes of the current 11-year cycle and the amplitude of the next one. The amplitude of cycle 24 estimated by the found relation proves to be $GSN_{max}(24) = 89$.

В ряде недавних исследований [1–4] было показано, что траектория средних широт групп солнечных пятен, характеризующая закон их широтного дрейфа на протяжении 11-летнего цикла («закон Шпёрера»), может быть с хорошей точностью аппроксимирована общей для всех циклов функциональной зависимостью, в частности, экспонентой. За момент отсчета, определяющий положение аппроксимирующей кривой на временной оси в каждом цикле, удобно выбрать момент времени, названный нами «моментом отсчёта широтной фазы» (МОШФ) [3, 4]. Были построены соотношения [4, 5], связывающие амплитуды 11-летних циклов с длинами интервалов, определяющих расположение экспонент на оси времени относительно циклических минимумов и максимумов.

В данной работе ставилась задача на основе информации о моментах пересечения среднеширотными кривыми различных гелиографических широт (широтных уровней) попытаться определить амплитудно-временные взаимосвязи в 11-летних циклах, относящиеся к различным широтам, и на основе получаемых результатов оценить возможности построения соответствующих уравнений.

В качестве источника информации о солнечных пятнах нами были использованы те же данные и такие же методы их сглаживания, что и в работах [3–5].

Выбиралось несколько широтных уровней со значениями широт, равными 25, 20, 15, 10 и 5 градусов. Для каждого цикла были определены моменты времени пересечения с этими уровнями сглаженной среднеширотной кривой.

Обозначим как $TGmin(n)$ момент минимума циклической кривой, предшествующий максимуму 11-летнего цикла с номером n , а $TGmin(n+1)$ – следующий момент минимума циклической кривой.

Пусть $T25(n)$, $T20(n)$, $T15(n)$, $T10(n)$, $T5(n)$ – моменты, в которые сглаженная кривая средних широт n -го цикла пересекает соответственно широтные уровни 25, 20, 15, 10 и 5 градусов. Тогда n -м цикле разность $T15min0(n) = T15(n) - TGmin(n)$ определяет величину временного интервала между предшествующим минимумом $TGmin(n)$ и моментом $T15(n)$. Аналогично определяются разности $T25min0(n)$, $T20min0(n)$, $T10min0(n)$, $T05min0(n)$.

Разность $T15min1(n) = TGmin(n+1) - T15(n)$ определяет величину временного интервала в n -м цикле между моментом $T15(n)$ и следующим минимумом $TGmin(n+1)$. Аналогично определяются разности $T25min1(n)$, $T20min1(n)$, $T10min1(n)$, $T05min1(n)$.

Ранее [4, 5] нами был установлен широтный аналог правила Вальдмайера, когда за начало отсчета фазы цикла принимается не его амплитудный минимум, а момент отсчета широтной фазы (МОШФ). Для широтного аналога соответствующая взаимосвязь оказалась заметно сильнее. Пусть разность $T15max(n) = TGmax(n) - T15(n)$ определяет величину интервала в n -м цикле между моментами $TGmax$ (максимума) и $T15(n)$. Аналогично определяются разности $T25max(n)$, $T20max(n)$, $T10max(n)$, $T05max(n)$.

Далее по набору циклов 12–23 (без деления на полушария) для каждого широтного уровня вычисляются коэффициенты корреляции между длинами таких интервалов и амплитудами $Gmax$ соответствующих циклов.

Результаты представлены в двух верхних строках Таблицы 1. Видно, что значения коэффициентов корреляции сильно зависят от широты и максимальны на широтах 15 и 20 градусов. При этом экстремумы на этих широтах практически достигают значений коэффициентов корреляции, вычисленных по аппроксимирующим экспонентам, а в случае разностей относительно максимумов даже превосходят «экспоненциальные» коэффициенты корреляции. Для данных по всему диску ($k=12$) получаем значения $R(Gmax, T15min0) = +0.74$, $R(Gmax, T15min1) = -0.77$, $R(Gmax, T15max) = -0.87$. Следует отметить, что результаты для $T15max$ и $T20max$ представляют собой варианты широтного аналога правила Вальдмайера.

Таблица 1.

Latitude(LA)	25	20	15	10	5
R(Gmax, TLamin0)	0.17	0.66	0.74	0.16	–
R(Gmax, TLamin1)	–0.55	–0.78	–0.77	–0.75	–
R(Gmax, TLamax)	–0.63	–0.86	–0.87	–0.67	–
R(Gmax, GTLA)	0.67	0.90	0.94	0.28	–

На основе полученных амплитудно-временных взаимосвязей для моментов пересечения среднеширотными кривыми уровня в 15 градусов для набора циклов 12-23 мы построили уравнение множественной линейной регрессии для амплитуды Gmax в зависимости от величин временных интервалов T15min0 и T15min1 (и отдельно T15min0 и T15max). $G_{max} = A_0 + A_1 * T_{15min0} - A_2 * T_{15min1}$, где $A_0 = (10.7 \pm 9.7)$, $A_1 = (2.1 \pm 1.4)$, $A_2 = (1.4 \pm 0.7)$, ($R=0.82$, $k=12$, $SD=1.9$).

Аналогично для T15min0 и T15max по всему диску Солнца ($K=12$) получаем $G_{max} = A_0 + A_1 * T_{15min0} - A_2 * T_{15max}$, где $A_0 = (2.6 \pm 4.8)$, $A_1 = (1.8 \pm 1.1)$, $A_2 = (1.6 \pm 0.5)$, ($R=0.88$, $k=12$, $SD=1.5$).

Рассмотрим теперь «широтные» значения индекса числа групп пятен n-го цикла GT25(n), GT20(n), GT15(n), GT10(n), GT5(n), вычисленные в моменты T25(n), T20(n), T15(n), T10(n), T5(n). Для набора циклов 12–23 определялись коэффициенты корреляции между указанными широтными значениями индекса G и амплитудами соответствующих циклов Gmax.

Результат представлен в нижней строке таблицы 1. Наиболее тесная взаимосвязь «широтных» значений индекса G с амплитудой цикла Gmax прослеживается на высоких и средних широтах. Максимум коэффициента корреляции (как и в других рассмотренных выше случаях) достигается на широтном уровне в 15 градусов. На низких широтах эта связь теряется. Там коэффициенты корреляции практически незначимы. Это служит подтверждением того, что в 11-летнем цикле уровень активности на фазе спада (для широт $<12^\circ$) не зависит от амплитуды этого цикла [3, 4], а определяется лишь текущим значением средней широты.

Мы проверили гипотезу о возможной взаимосвязи между уровнем активности на низких широтах текущего цикла с амплитудой последующего. Сглаженная среднеширотная кривая пересекает широтный уровень в 5 градусов лишь в некоторых циклах. Поэтому в качестве характеристик низкоширотной активности были выбраны «полушарные» значения индекса G7.5N и G7.5S в моменты T7.5N и T7.5S, когда кривая средних широт пересекает широтный уровень в 7.5 градусов соответственно в N и S полушариях. В каждом цикле были вычислены суммы таких «полушарных» значений G7.5N+G7.5S и по ряду циклов 12–23 ($k = 12$) определен коэффициент корреляции, характеризующий взаимосвязь между суммарными значениями G7.5N(n) + G7.5S(n) в n-м цикле и амплитудой следующего цикла Gmax(n+1).

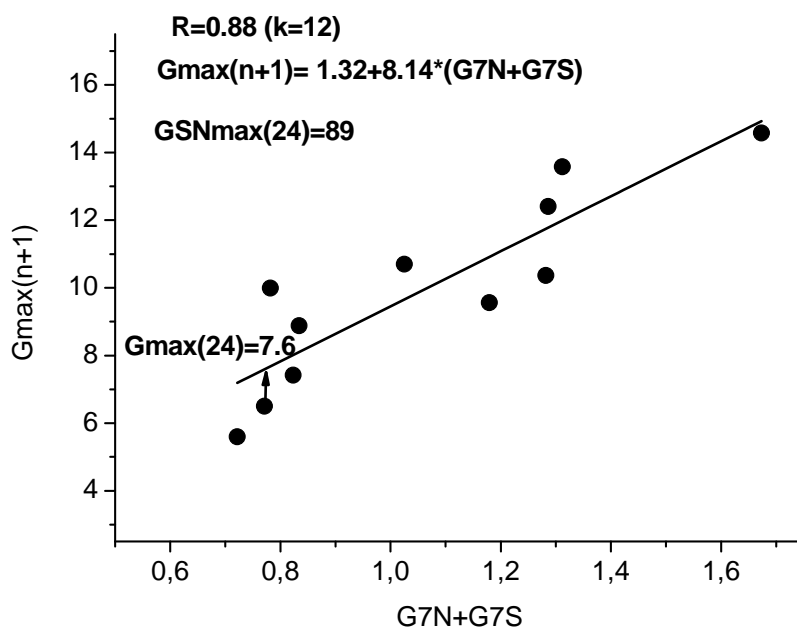


Рис. 1.

Корреляция (см. рис. 1) оказывается значительной ($R=0.88$). По полученному уравнению регрессии $G_{\max}(n+1) = 1.32 + 8.14 \cdot (G7N(n) + G7S(n))$ мы определили, что $G_{\max}(24)=7.6$ или соответственно $GSN_{\max}(24) = 89$, что в свете имеющейся на данный момент информации является реалистичной оценкой GSN-амплитуды 24-го цикла.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00277 и программами Президиума РАН № 21 и № 22.

Литература

1. Hathaway, D.H., Solar. Phys., vol. 273, pp. 221–230. (2011).
2. Roshchina, E.M., and Sarychev, A.P., Solar System Research, vol. 45, pp.365–371. (2011).
3. Иванов В.Г., Милецкий Е.В. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», с. 51–54. (2012).
4. Иванов, В.Г. Милецкий Е.В. Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», с. 99–102. (2013).
5. Милецкий Е.В., Иванов В.Г. Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», с.145–148. (2013).

ПЕРЕПОЛЮСОВКИ СОЛНЕЧНОГО ПОЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ, АМПЛИТУДЫ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ И ОСОБЫЕ ТОЧКИ В ВАРИАЦИЯХ ПЯТЕННЫХ ШИРОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

SOLAR POLAR MAGNETIC FIELDS REVERSALS, AMPLITUDES OF 11-YEAR CYCLES AND SPECIAL POINTS IN VARIATIONS OF LATITUDINAL CHARACTERISTICS OF SUNSPOTS

Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Yu.A.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Relationships are studied between amplitudes of the 11-year cycles and lengths of time intervals that determined by moments of polar reversals and by special moments of latitudinal characteristics of sunspots. It is shown that the amplitude of the 11-year cycle is tightly linked to the length of intervals that include the moment when the mean latitude of sunspots arrives to 15 degrees.

On the base of found links the following regression equations are found: a) an equation that allow calculating the moments of the solar magnetic dipole reversals on the base of information about special moments of sunspot activity, which may or may not include data on the amplitude of the current cycle; b) an equation that can be used to determine the amplitude of the cycle using information about moments of the polar magnetic field reversals and special moments of latitudinal characteristics of sunspots. These equations are used to determine the moment of the dipole polar reversal in cycle 24 and the amplitude of this cycle.

A regression equation is found that allows estimating the amplitude of the next $(n+1)$ th sunspot cycle behind several years before its minimum using information about moments of the polar reversal in (n) th 11-cycle.

Полярное магнитное поле Солнца является важной составной частью общей системы солнечных магнитных полей. Изучение свойств его циклической эволюции имеет большое значение для прогресса в понимании физических механизмов магнитной цикличности (в том числе 11-летней и 22-летней). Заметное место в этом занимают исследования взаимосвязей переполюсовок солнечного полярного магнитного поля с различными свойствами низкоширотной – пятенной активности [1–6].

В данной работе предпринята попытка выявления взаимосвязей между временными интервалами, определяющимися расположением в цикле моментов переполюсовок полярного магнитного поля и интервалами, образуемыми с помощью особых моментов (точек) пятенной активности, а также амплитудными характеристиками этой активности.

Моменты времени и соответствующие им интервалы определялись в каждом из циклов (с 12-го по 23-й) без деления на полушария.

В число «полярных» моментов были включены: момент переполюсовки полярного магнитного поля (T_{rev}), определяемый по H-alfa картам [2, 3, 12] и моменты переполюсовки аксиального диполя (T_{dip}) и окуптополя (T_{oct}), также определяемые по H-alfa картам [1, 2].

В число пятенных моментов были включены моменты максимумов и минимумов циклов (определяемых по индексу числа групп пятен) [8–10], а также особые моменты (точки), имеющиеся в циклических изменениях широтных характеристик пятенной активности [7]. В их числе: момент отсчёта широтной фазы (МОШФ), определяемый по циклической траектории средних широт групп солнечных пятен [8–10] (T_{lst}); момент достижения сглаженной среднеширотной кривой широты 15 градусов (T_{15}); момент циклического минимума (T_{LLmin}) широты нижней границы зоны пятен (LL) [7], а также момент циклического экстремума (T_{VDmin}) скорости убывания широтного размера зоны пятен (VD) [11]. Даты моментов T_{15} , T_{LLmin} , T_{VDmin} (для циклов 12–23) приведены в соответствующих столбцах Таблицы 1.

Таблица 1.

Cycle	T15	TLLmin	TVDmin
12	1882.8	1884.6	1886
13	1893.6	1894.4	1895
14	1905.4	1908.8	1910
15	1917.5	1919.4	1919
16	1927.4	1929.7	1930
17	1938.6	1939.6	1940
18	1948.3	1949.2	1950
19	1959.4	1959.5	1960
20	1969.2	1970.3	1972
21	1980.9	1982.2	1983
22	1991.5	1991.7	1992
23	2001.1	2002.1	2003

Вычислялись всевозможные коэффициенты корреляции между амплитудами циклов (G_{max}) и длиной каждого из таких интервалов по рядам в циклах 12–23.

В Таблице 2 приведены наиболее значимые коэффициенты корреляции для интервалов $T_{15}T_{dip} = T_{dip}-T_{15}$, $T_{15}T_{oct} = T_{oct}-T_{15}$, $T_{15}T_{max} = T_{max}-T_{15}$, $T_{15}T_{rev} = T_{rev}-T_{15}$, $T_{15}T_{LLmin} = T_{LLmin}-T_{15}$, $T_{15}T_{VDmin} = T_{VDmin}-T_{15}$, представляющих собой разности некоторых из названных моментов и момента T_{15} (назовем его «реперным моментом»). В строке ΔT Таблицы 2 приведены средние за 12–23 циклы разности (в годах) между моментами, составляющими данный интервал.

Коэффициенты корреляции, кроме одного ($R(G_{max}, T_{15}T_{rev}) = 0.52$), получились весьма значимыми (уровень достоверности – «confidence level»

– $CL > 99.96$). Следует отметить, что использование момента отсчёта широтной фазы T_{1st} в качестве реперного приводит к аналогичным результатам. При использовании в качестве реперных (вместо момента T_{15}) моментов циклических максимумов T_{max} или минимумов T_{min} соответствующие коэффициенты корреляции оказываются незначимыми.

Таблица 2.

	T15Tdip	T15Toct	T15Tmax	T15Trev	T15TLLmin	T15TVDmin
ΔT	-0.85	-0.10	-0.03	+1.26	+1.33	+2.04
R	-0.75	-0.86	-0.78	-0.52	-0.78	-0.77
CL	99.97%	99.99%	99.98%	99%	99.98%	99.98%

Приведенные коэффициенты корреляции устанавливают взаимосвязи, которые позволяют, например, вычислять моменты переполюсовки диполя T_{Dip} на основе данных о моменте T_{15} и амплитуде цикла G_{max} . Соответствующее уравнение имеет вид $T_{15}Tdip = A_0 + A_1 * G_{max}$; где $A_0 = (1.4 \pm 0.6)$, $A_1 = (-0.21 \pm 0.06)$, ($R = -0.75$, $k = 12$, $SD = 0.59$).

Используем это уравнение для определения момента переполюсовки диполя в цикле 24. Уже известно, что в 24-м цикле значение $T_{15}(24) = 2012.8$. В качестве предварительной оценки амплитуды 24-го цикла мы взяли значение $G_{max}(24) = 6.5$ (соответствует $G_{SN}(24) = 76$). Из уравнения получаем $T_{dip}(24) = 2012.9$.

Мы также получили уравнение линейной регрессии, которое дает возможность определить амплитуду цикла G_{max} по информации о моментах T_{15} , T_{dip} (переполюсовка диполя) и T_{LLmin} (минимум нижней границы зоны пятен). $T_{15}Tdip = T_{dip} - T_{15}$, $T_{dip}T_{LLmin} = T_{LLmin} - T_{dip}$. $G_{max} = A_0 + A_1 * T_{15}Tdip + A_2 * T_{dip}T_{LLmin}$; где $A_0 = (11.4 \pm 1.7)$, $A_1 = (-3.2 \pm 0.7)$, $A_2 = (-1.6 \pm 0.8)$, ($R = 0.85$, $k = 12$, $SD = 1.8$).

Используем это уравнение для определения амплитуды $G_{max}(24)$ цикла 24. Для 24-го цикла известно, что $T_{dip}(24) = 2013.9$, $T_{15}(24) = 2012.8$, $T_{LLmin}(24) = 2014.5$. Получаем $G_{max}(24) = 6.8$, или $G_{SNmax}(24) = 80$.

На том же материале (12–23 циклы) мы проверили наличие взаимосвязей между длинами интервалов в цикле, разделяющих вышеупомянутые моменты, включая моменты переполюсовок и особые точки широтных характеристик пятенной активности.

Было получено уравнение, позволяющее вычислить длину интервала $T_{15}Tdip$ по интервалу $T_{15}TVDmin$: $T_{15}Tdip = A_0 + A_1 * T_{15}TVDmin$, где $A_0 = (-2.0 \pm 0.32)$, $A_1 = (0.58 \pm 0.14)$, ($R = +0.79$, $k = 12$, $SD = 0.54$).

В итоге это позволяет определить момент переполюсовки диполя T_{dip} , зная моменты T_{15} и максимума скорости уменьшения широтного размера зоны пятен $TVDmin$.

Ранее Тлатовым [2, 3] была обнаружена связь амплитуды пятенного цикла с величиной интервала разности между моментом минимума этого цикла и моментом переполюсовки полярного магнитного поля предыдущего цикла ($T_{\min}(n+1) - T_{\text{rev}}(n)$).

Мы получили уравнение множественной линейной регрессии, дающее возможность по данным о моментах переполюсовки диполя (T_{dip}), октуполя (T_{oct}) и полярного магнитного поля (T_{rev}), а также предшествующего им минимума $T_{\min}(n)$ для n -го цикла за несколько лет до последующего минимума $(n+1)$ -го цикла, оценить амплитуду следующего $(n+1)$ -го пятенного цикла. $G_{\max}(n+1) = A_0 + A_1 * T_{\text{rev}} T_{\min}(n) + A_2 * T_{\text{rev}} T_{\text{dip}}(n) + A_3 * T_{\text{rev}} T_{\text{oct}}(n)$, где $A_0 = (-1.5 \pm 6.4)$, $A_1 = (2.17 \pm 1.4)$, $A_2 = (-2.18 \pm 1.9)$, $A_3 = (3.26 \pm 2.3)$, ($R = 0.74$, $k = 11$, $SD = 2.5$).

Оценим амплитуду цикла 24 по данным о моментах переполюсовок в цикле 23. Получаем $G_{\max}(24) = 8,6$ или $GSN_{\max}(24) = 101$. Это значение согласуется с существующими прогнозами по [13].

Таким образом, можно сделать вывод, что в моментах переполюсовок полярного поля текущего 11-летнего цикла содержится определенная информация об амплитуде следующего цикла, т.е. частотные (временные) характеристики изменений полярного поля предваряют вариации ее уровня. Этот факт должен найти объяснение в динамо-теории.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00277 и программами Президиума РАН № 21 и № 22.

Литература

1. *Makarov, V.I.; Tlatov, A.G.; Sivaraman, K.R.* Solar Physics, v. 214, Issue 1, p. 41–54 (2003).
2. *Tlatov, A.G.* Astron. Nachr. 328, 1027. 2007.
3. *Tlatov, A.G.* Solar Physics, Volume 260, Issue 2, pp. 465–477. 2009.
4. *Zolotova, N.V.; Ponyavin, D.I.* Geomagnetism and Aeronomy, Volume 53, Issue 8, pp. 945–948. 2013.
5. *Mordvinov, A.V., Yazev, S.A.* Solar Physics, Volume 289, Issue 6, pp. 1971–1981. 2014.
6. *Upton L., Hathaway, D.H.*, The Astrophysical Journal, Volume 780, Issue 1, article id. 5, 8 pp. (2014).
7. *Miletsky E.V., Nagovitsyn Yu.A.* Geomagnetism and Aeronomy, 2012, Vol. 52, No. 7, pp. 857–860.
8. *Иванов В.Г., Милецкий Е.В.* // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», с.51–54. (2012).
9. *Иванов В.Г. Милецкий Е.В.* Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», с. 99–102. (2013).
10. *Милецкий Е.В., Иванов В.Г.* Труды Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», с. 145–148. (2013).
11. *Милецкий Е.В., Иванов В.Г.* Астрон. журнал. 2009. Т. 86, № 9. С. 922–927.
12. *Makarov V.I., Makarova V.V.* Solar Phys., 163, 267.
13. *Petrovay, K.* Solar Cycle Prediction. Living Rev. Solar Phys. 7 No 6 (2010).

СВОЙСТВА РАЗВИТИЯ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Минасянц Г.С., Минасянц Т.М.

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

PROPERTIES OF DEVELOPMENT OF FLUXES PARTICLES OF SOLAR COSMIC RAYS

Minasyants G.S., Minasyants T.M.

Fesenkov Astrophysical Institute, Almaty, Kazakhstan

We have researched a development of solar cosmic ray events of the 23rd activity cycle by the use of analysis of the H, He, C, O and Fe ions' energy spectra with the 1 hour time resolution. Using the data from ACE, WIND and GOES in a wide interval of particle energy (0.04–287.23) MeV/n, we have revealed two different stages (perturbed and tranquil ones) in the development of the solar cosmic ray fluxes. Deformations in the form of cupolas and bow-shaped bends are typical shapes of the energy spectra for the perturbed stage. These deformations define a staged arrival of the accelerated particles ranged from high to low energies during the process of the flare flux development. The tranquil stage of fluxes has smooth curves of the energy spectra which define a gradual decrease in the number of flare energetic particles up to the background values. The energy spectra with the 1 hour time resolution allow getting the properties of the accelerated particle fluxes at the shock front of the coronal mass ejection that accompanies the flare development.

Обычно для анализа используются спектры энергии частиц, построенные для всего периода существования вспышечного потока. С целью получить более детальную картину развития потока во всех интервалах энергии и его структурные свойства, мы использовали спектры энергии с разрешением по времени 1 час для 16 вспышек солнечных космических лучей (СКЛ) 23-го цикла активности. В таблице 1 указано время начала усиления вспышечных потоков.

Таблица 1.

1	1997 06.XI.12h	9	2001 26.XII.05h
2	1998 02.V.14h	10	2002 24.VIII.01h
3	1998 06.V.08 h	11	2003 28.X.11h
4	1998 24.VIII.23h	12	2003 29.X.21h
5	2000 14.VII.10h	13	2003 02.XI.17h
6	2001 15.IV.14h	14	2005 17.I.10h
7	2001 18.IV.02 h	15	2005 20.I.07h
8	2001 04.XI.17h	16	2006 13.XII.03h

Данные, которые были использованы при расчетах энергетических спектров, были получены с помощью инструментов ULEIS и SIS космиче-

ского аппарата (КА) ACE; EPACT/LEMT КА Wind; IMP 8; GOES 8,11; LET двух идентичных аппаратов STEREO. Для выявления систематических ошибок наблюдений приняты во внимание выводы научных групп сопровождения работы инструментов на орбите, а также при расчетах спектров энергии учтены рекомендации в работах [1–3]. В итоге определены надежные данные о потоках частиц и ионов в разных интервалах энергии: ACE ULEIS для H, He, C, O, Fe при энергии $E_k < 2$ MeV/n; GOES H для $E_k > 4$ MeV/n; ACE SIS He, C, O, Fe при $E_k > 10$ MeV/n; WIND EPACT/LEMT He, C, O, Fe в интервале (2–10) MeV/n. Таким образом, был использован широкий интервал измеренных энергий частиц (0.04–287.23)MeV/n.

Спектры энергии для потоков H, He, C, O, Fe получены с помощью опции “Multi-source spectral plots of energetic particle fluxes” на сайте “OMNIWeb Plus Browser”. Значения энергии частиц и ионов выражены в MeV/nuc и соответственно потоки – в particles/(cm² s sr MeV/nuc).

С помощью спектров энергии с разрешением 1 час, были просканированы все вспышечные потоки указанных СКЛ. Характерные свойства изменений энергетических спектров СКЛ показаны на рисунке 1, на примере события 2 ноября 2003 г.

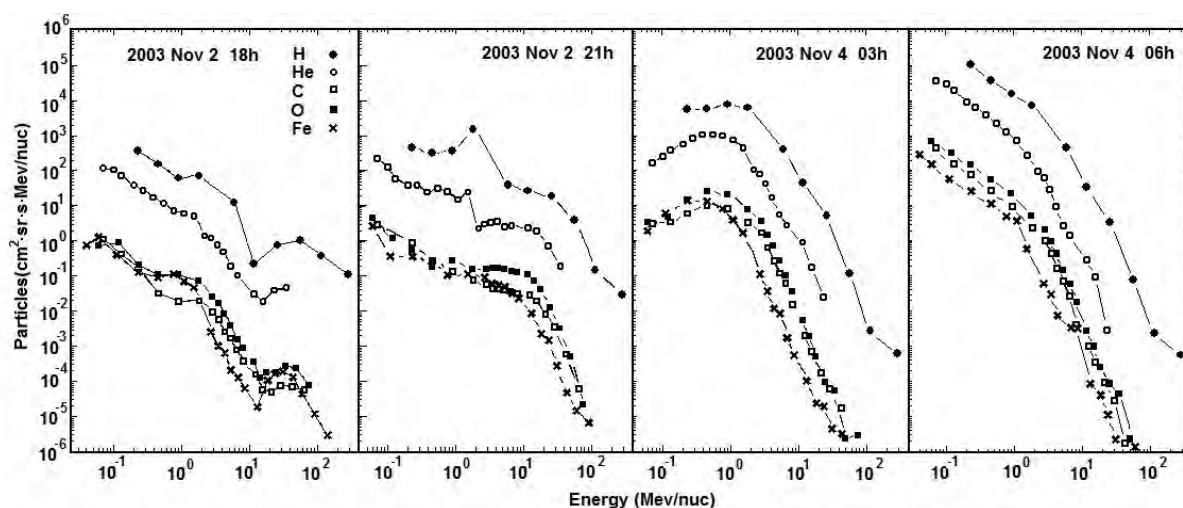


Рис. 1. Вспышка СКЛ 2 ноября 2003 г. Спектры энергии H, He, C, O, Fe 2-го ноября 18 ч; 2 ноября 21 ч; 4 ноября 03 ч; 4 ноября 06 ч.

Вид спектра энергии 2 ноября в 17 часов показывает начало вспышечного потока с заметного усиления числа протонов при $E_k > 100$ MeV/n. Через час появляется куполообразная форма спектров энергии с максимумом потока для $E_k \sim (30-40)$ MeV/n. 2-го ноября в 21 час увеличение интенсивности принимает форму дуг с максимумом в $E_k \sim (2-3)$ MeV/n. Постепенно максимум дуг смещается в сторону меньших энергий, и в 3 часа 4 ноября регистрируется усиление потока для частиц низких энергий с максимумом $E_k \sim (0.3-0.6)$ MeV/n. Наконец, в 6 часов 4 ноября наблюдается усиление потока частиц $E_k < 0.3$ MeV/n. С окончанием регистрации вспышечных ускоренных частиц, кривые спектров энергии становятся гладкими. В завер-

шающей, спокойной стадии спада вспышечного потока (до 20 ч 4 ноября), происходило постепенное ослабление интенсивности частиц различных энергий до фоновых значений.

Для иллюстрации динамики развития вспышечного потока на рисунке 2 показаны профили интенсивности потока протонов разных энергий в течение 2–4 ноября 2003 г. Вертикальные штриховые линии соответствуют четырем моментам времени для спектров энергии, представленных на рисунке 1.

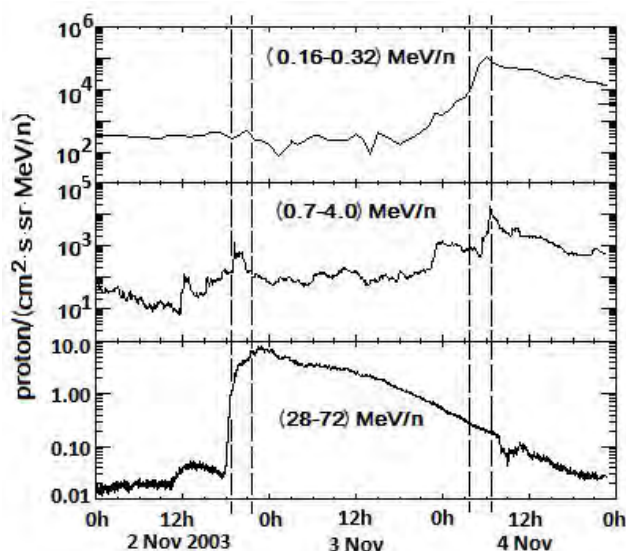


Рис. 2. Потоки протонов (0.16–0.32) MeV/n – ACE (ULEIS); (0.7–4.0) MeV/n – GOES 10; (28–72) MeV/n – WIND (EPACT). Вертикальные линии соответствуют следующим моментам времени: 2 ноября 2003 г. 18 ч; 2 ноября 21 ч; 4 ноября 03 ч; 4 ноября 06 ч.

В результате исследования структуры вспышечных потоков СКЛ с помощью энергетических спектров получены следующие основные результаты:

1. По виду спектров энергии в развитии вспышечных потоков можно выделить две основные фазы – возмущенную и спокойную. Они отличаются, в первую очередь, степенью гладкости кривых – возмущенная стадия характеризуется сильными изгибами, спокойная – довольно гладкими кривыми. Переход от возмущенной стадии к спокойной происходит в моменты окончания вспышечного усиления частиц разных энергий. Спокойная стадия характеризуется постепенным уменьшением количества вспышечных частиц до фоновых значений.

2. По виду спектров энергии можно судить о скорости изменения количества частиц и ионов разных энергий при развитии вспышечного потока. В первые часы во всех потоках СКЛ наблюдается появление своеобразной куполообразной формы спектра, которая смещается со временем от больших энергий к меньшим. Для протонов с энергией $E_p > 100$ MeV наблюдается усиление потоков на 2–3 порядка. Типичным является также появление искажений в виде изогнутой дуги. В завершающей части вспышечного потока преобладает усиление частиц более низких энергий (0.1–4) MeV. Для потоков частиц в широком интервале энергии СКЛ, форму энер-

гетических спектров возмущенной стадии невозможно аппроксимировать простой функцией.

Спектры энергии с временным разрешением 1 час позволяют получить детальную картину распределения ускоренных частиц разных энергий на ударных фронтах корональных выбросов массы, при их движении в межпланетном пространстве. Так в период прибытия ударного фронта коронального выброса к орбите Земли 6 ноября 2001 г. (в 1 h 20 m, согласно SOHO и ACE), спектры энергии для ионов показали усиление потоков в интервале энергий $E_k > 15$ MeV/n (левый график на рис. 3, ионы Ne и Fe). Эти данные нашли подтверждение в наблюдениях интенсивности потоков протонов на КА GOES (правый график рис. 3).

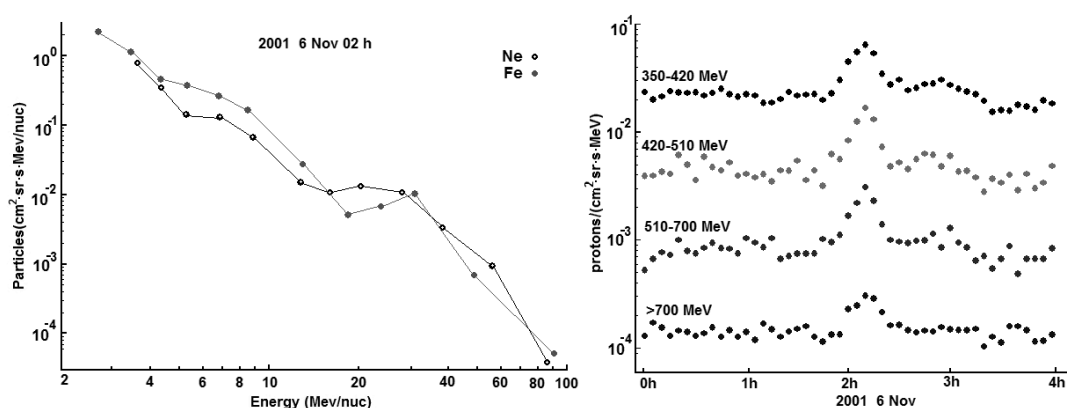


Рис. 3. Вид спектра энергии ионов Ne и Fe 2001 6 ноября (2 h 00 m – 2 h 59 m) и потоков протонов с энергией в сотни MeV в течение 2001 6 ноября (0 h 00 m – 4 h 00 m).

Все это происходило на фоне развития вспышечного потока СКЛ, возникшего 4 ноября 2001 г. Таким образом, подтверждается еще одним примером реальность ускорения на ударном фронте протонов до энергий в сотни MeV.

Авторы выражают благодарность коллективам спутниковых экспериментов ACE (ULEIS,SIS), WIND (EPACT/LEMT), GOES 8, GOES 11, GEOTAIL за предоставленные в интернете экспериментальные данные и коллективу специалистов, обеспечивающих работу сайта “OMNIWeb Plus Browser”.

Литература

1. Mewaldt R.A., et al. 2005, 29th International Cosmic Ray Conference Pune, 101.
2. Mewaldt R.A., et al. 2009, Presentation Second GLE Workshop Alabama, 22.
3. Reames D.V., Ng C.K. 2010, The Astrophysical Journal, **723**, 1286.

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ

Михаляев Б.Б., Бембитов Д.Б.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

RESONANCE EXCITATION OF SAUSAGE WAVES IN CORONAL LOOPS

Mikhalyaev B.B., Bembitov D.B.

Kalmyk State University, Elista, Russia

The sausage mode of flaring loops could cause long-period pulsations observed in microwave and hard X-ray ranges. There are also examples of long-period pulsations of active-region quiet loops in the soft X-ray emission. We suppose that these can be caused also by sausage waves generated by torsional oscillations. This process can be described in a framework of the non-linear three-wave interaction formalism. The periods of interacting torsional waves are close to the periods of torsional oscillations observed in the solar atmosphere. The timescale of the sausage-wave excitation is not much longer than the periods of interacting waves, so that the sausage wave is excited before torsional waves are damped.

Радиальные колебания корональных петель

Пульсации вспышечных корональных петель, наблюдающиеся в радио- и жестком рентгеновском диапазонах длин волн, объясняются радиальными колебаниями магнитной трубки, способными модулировать излучение корональной плазмы [1, 2]. Периоды колебаний мы условно разделяем на короткие (порядка 1–10 с) и длинные (порядка 1–10 мин). Имеются наблюдения длиннопериодических пульсаций мягкого рентгеновского излучения спокойных петель активных областей [3]. Радиальные колебания хорошо изучены в линейном приближении с использованием модели однородной цилиндрической магнитной трубки [1, 2]. Их характерными свойствами являются высокая дисперсия и отсечка колебаний в области больших значений периода. Последнее обстоятельство вызывает определенные затруднения при описании долгопериодических пульсаций, которые иногда пытаются обойти, используя свойство высокой дисперсии.

Источником энергии простой петлевой вспышки принято считать электрический ток, текущий вдоль петли от одного основания к другому. При моделировании таких петель однородная магнитная трубка оказывается непригодной, и необходимо использовать другие модели, в которых магнитное поле имеет азимутальную составляющую. Для упрощения расчетов можно ограничиться случаем, когда электрический ток сосредоточен на поверхности. Подобный подход использован в работах [4–6], где трубка содержит две коаксиальные цилиндрические поверхности с двумя противоположными по направлению продольными токами. Главной особенно-

стью радиальных колебаний в данном случае является отсутствие отсечки на фундаментальной радиальной моде (рис. 1).

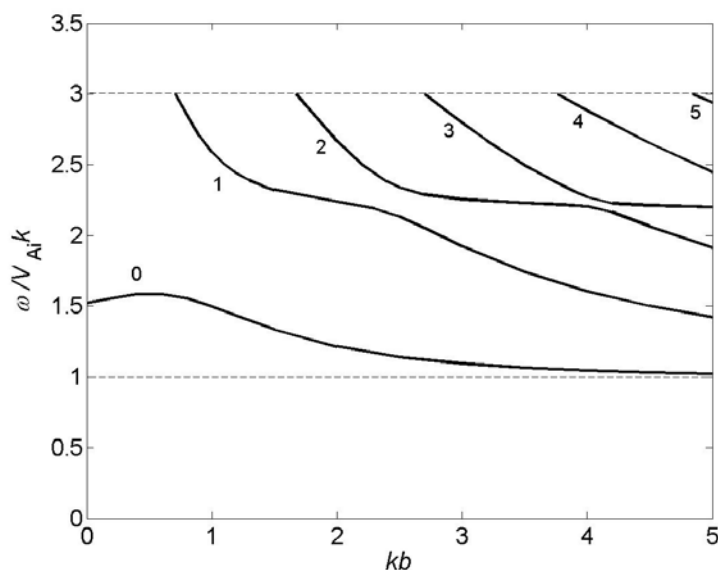


Рис. 1. Вид дисперсионных кривых радиальных колебаний магнитной трубки с двумя продольными электрическими токами [4, 5]. Фундаментальная радиальная мода (отмечена цифрой 0) существует при всех значениях волнового числа k , то есть при сколь угодно малых значениях частоты ω . Остальные моды имеют отсечку в области малых значений k .

Именно фундаментальная радиальная мода обычно привлекается для объяснения наблюдаемых пульсаций. Отсутствие отсечки позволяет объяснить существование долгопериодических пульсаций, оставаясь в рамках обычных представлений о физических свойствах корональных петель.

Возбуждение радиальных колебаний

Принято считать, что радиальные колебания вспышечных петель генерируются во время самой вспышки, которая характеризуется взрывным выделением энергии. За пределами подобного сценария остаются упоминавшиеся выше колебания спокойных петель активных областей. Их объясняют эффектом резонансного поглощения, однако, можно попытаться определить некий универсальный механизм генерации радиальных колебаний, подходящий для вспышечных и корональных петель. На наш взгляд, таким механизмом может служить резонансное возбуждение быстрых магнитозвуковых волн в результате нелинейного взаимодействия альвеновских волн. Этот эффект уже рассматривался ранее в солнечной физике (см., например, [7, 8]).

Реализация сценария резонансного возбуждения определяется в первую очередь самим существованием альвеновских волн необходимого спектра частот. В настоящее время можно говорить с большой степенью уверенности, что в короне существуют несжимаемые периодические возмущения с периодами порядка 1–10 мин и амплитудой скорости плазмы порядка 1–10 км/с. Из многочисленной литературы на эту тему для примера приводим работу [9]. Мы полагаем, что имеющиеся данные позволяют нам допустить существование в корональных магнитных трубках торсионных колебаний из указанного спектра.

Процесс резонансного возбуждения можно рассматривать в рамках формализма нелинейного трехволнового взаимодействия, который основан на уравнениях МГД с линейными и квадратичными членами. В качестве взаимодействующих волн мы выбираем две торсионные и одну радиальную моды магнитной трубки с двумя продольными электрическими токами [10]. Амплитуды волн, которые обозначаем соответственно как A_1 , A_2 и A_3 , являются функциями времени, медленно меняющимися по сравнению с самими волновыми распределениями. Частоты и волновые векторы, имеющие те же индексы, подчинены резонансным условиям

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad k_1 + k_2 = k_3$$

и дисперсионным соотношениям (для радиальной моды – в длинноволновом приближении)

$$\omega_1 = V_{Ai}k_1, \quad \omega_2 = V_{Ai}k_2, \quad \omega_3 = V_3k_3, \quad V_3 \approx V_{Ae} \sqrt{\frac{\ln(a/b)}{2 + \ln(a/b)}},$$

где a и b есть радиусы цилиндрических поверхностей с токами, V_{Ai} – альвеновская скорость во внутренней части трубки, V_{A0} – альвеновская скорость в области между поверхностями с токами. Частоты торсионных мод можно выразить через частоту радиальной моды,

$$\omega_1 = \frac{V_3 + V_{Ai}}{2V_3} \omega_3, \quad \omega_2 = \frac{V_3 - V_{Ai}}{2V_3} \omega_3.$$

Амплитуды волн удовлетворяют стандартным уравнениям трехволнового взаимодействия, из которых получается уравнение для амплитуды радиальной моды, имеющее решение в форме эллиптического интеграла первого рода. Характерное время возбуждения радиальной моды оценивается как

$$\tau = \frac{\pi}{2\sqrt{A_1(0)^2|C_2C_3| + A_2(0)^2|C_1C_3| - A_{3m}|C_1C_2|}},$$

где $A_{3m} = \max A_3$. Выбирая длинноволновое приближение для коэффициентов взаимодействия

$$C_1 \approx -\omega_1 k / 2\omega_3, \quad C_2 \approx -\omega_2 k / 2\omega_3, \quad C_3 \approx 6 / kb^2,$$

получаем приближенно

$$\tau \approx \frac{\pi b}{2\sqrt{3}v_0},$$

где v_0 есть характерная величина амплитуды торсионных возмущений.

Проведем оценку периодов торсионных возмущений применительно к наблюдающимся явлениям. Длина вспыхивающих петель варьируется в основном в пределах 30–50 тыс. км. Выбирая характерные значения альвеновских скоростей $V_{Ai} = 1000$ км/с, $V_3 = 1500$ км/с, для колебаний на основной продольной моде получаем периоды $P_3 \approx 39$ – 66 с, что соответству-

ет наблюдаемым значениям периодов длинноволновых пульсаций. Соответствующие торсионные колебания должны иметь периоды $P_1 \approx 47\text{--}80$ с и $P_2 \approx 188\text{--}319$ с. Спокойные петли, в которых наблюдались пульсации мягкого рентгеновского излучения, имели длину 67–97 тыс. км, периоды варьировались от 39 до 62 с [3]. В этом случае для альвеновской скорости получаем значения $V_3 \approx 2860\text{--}4310$ км/с, вполне допустимые на рассматриваемых высотах. Для взаимодействующих торсионных волн получаем периоды $P_1 \approx 47\text{--}73$ с и $P_2 \approx 235\text{--}367$ с. Мы видим, что полученные значения периодов торсионных возмущений укладываются в спектр альвеновских волн, существующих в короне.

Для характерного времени возбуждения получаем $\tau \approx 900\text{--}1800$ с, выбирая $b = 1$ тыс. км и $v_0 = 1\text{--}2$ км/с. Отсюда следует, что время возбуждения равняется примерно десятку периодов торсионных возмущений, о которых шла речь выше. С одной стороны такое соотношение является достаточно большим для использования приближения медленно меняющейся амплитуды. С другой – время возбуждения не сильно велико, так что можно рассчитывать, что амплитуда радиальной моды вырастет прежде, чем успеют затухнуть торсионные возмущения.

Подводя итоги, скажем, что наши расчеты, основанные на данных наблюдений и общепринятых представлениях о свойствах корональной плазмы, указывают на возможность резонансного возбуждения радиальной моды как в случае вспышечных петель, так и в случае спокойных петель активных областей. Таким образом, резонансное возбуждение можно рассматривать как универсальный механизм генерации наблюдаемых корональных пульсаций. Вопрос о том, реализуется ли он на самом деле, видимо, должен решаться с привлечением дополнительных данных.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-00676.

Литература

1. *Зайцев В.В., Степанов А.В., Накаряков В.М.* // 2012, УФН, 182, № 9, 999.
2. *Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakariakov V.M.* Coronal Seismology, 2012, Wiley-VCH Verlag & Co. KGaA, Weinheim, Germany.
3. *McKenzie D.E., Mullan D.J.* // 1997, SP, 176, 127.
4. *Михаляев Б.Б., Хонгорова О.В.* // 2012, ПАЖ, 38, 746.
5. *Khongorova O.V., Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S.* // 2012, SP, 280, 153.
6. *Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B., Ruderman M.S.* // 2014, AnGeo, 32, 1189.
7. *Wentzel D.G.* // 1974, SP, 39, 129.
8. *Nakariakov V.M., Oraevsky V.N.* // 1995, SP, 160, 289.
9. *Tian H., McIntosh S.W., Wang T., Ofman L., De Pontieu B., Innes D.E., Peter H.* // 2012, ApJ, 759, 144.
10. *Mikhalyaev B.B., Bembitov D.B.* // 2014, SP, 289, 4069.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛНОВЫХ И КОНВЕКТИВНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Михаляев Б.Б.¹, Веселовский И.С.^{2,3}, Бембитов Д.Б.¹

¹*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

²*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ*

³*Институт космических исследований РАН, Москва*

INTERACTION OF WAVE AND CONVECTIVE PERTURBATIONS IN THE SOLAR CORONA

Mikhalyaev B.B.¹, Veselovsky I.S.^{2,3}, Bembitov D.B.¹

¹*Kalmyk State University, Elista, Russia,*

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University,*

³*Institute of Space Researches of Russian Academy of Sciences, Moscow*

We are interested non-stationary events in the solar corona that can be described in MHD-approximation. During over two decades, many similar features are observed by various ground-based and space instruments, namely oscillations and flows. They play crucial role in a solving of two important problems of the solar physics, the coronal heating and the solar wind acceleration. A significant success of the coronal seismology led to many original works on linear perturbations in coronal plasma. In our opinion, nonlinear approach should allow to get more precise results.

Волновые и конвективные возмущения в корональных петлях

Разделение возмущений в солнечной короне на волновые и конвективные ветви практически всегда носит несколько условный характер. Оно обычно делается на основе анализа наблюдений и теоретических представлений. Для достаточно малых отклонений от равновесного состояния в однородной и стационарной среде эта задача может быть решена в линейном приближении с использованием известных дисперсионных соотношений до конца и полностью. В этой области существует хорошо устоявшаяся терминология и номенклатура волновых и конвективных возмущений. При слабой нелинейности и в квазилинейном приближении номенклатура расширяется.

Изучение волновых и конвективных явлений важно в первую очередь в корональных петлях (КП). Использование современных приборов с высоким пространственно-временным разрешением, установленных, в частности, на космических научных станциях Hinode и SDO, позволяет получить новые детальные сведения об их свойствах. Эти сведения должны пролить свет на механизм нагрева корональной плазмы и ускорения солнечного ветра.

Еще недавно существовали два взгляда на внутреннюю структуру КП [1]. Первый связан с идеей Паркера о множестве заполняющих корону не-

однородных и скрученных магнитных трубок, движение оснований которых, вызываемых фотосферными возмущениями, приводит к их перепутыванию и образованию многочисленных нановспышек. В данном случае КП должны состоять из множества трудно различимых нитей (strands, threads) с температурой, варьируемой в широких пределах, так что сами КП являются неизотермическими (multi-thermal) в поперечном сечении [2]. Согласно второму, корональные петли являются однородными и изотермическими в поперечном сечении на масштабах около 1 тыс. км и более, если они заполняются веществом, проникающим в корону в результате хромосферного испарения, что может происходить в процессе вспышек или регулярного расширения вещества при его нагреве. Таким образом, определение характера поперечного распределения температуры, наряду с распределением плотности, характерным временным масштабом, существующими течениями и профилем интенсивности излучения, служит верификации того или иного сценария коронального нагрева.

Спектроскопические наблюдения показывают, что пространственное распределение температуры является локализованным в пределах нескольких сотен километров, что выходит за рамки пространственного разрешения наблюдательных средств. Наблюдения в оптическом диапазоне длин волн также показывают, что поперечная структура корональных петель имеет масштаб менее 1000 км. Предполагается, что наблюдаемая эмиссия производится в тонких нитях. Данные Hinode/EIS и AIA/SDO показывают, что часть КП имеет однородную структуру, однако, наблюдаемую эмиссию большей их части можно объяснить в предположении, что они состоят из отдельных нитей [3, 4]. Аналогичный результат показывают данные Hinode/SOT для магнитного поля и скорости движения плазмы в основаниях «теплых» и «горячих» КП.

По величине температуры КП активных областей можно разделить на две группы: «теплые петли» с максимумом температуры около 1–1,4 МК и «горячие петли», температуры которых группируются в основном в интервале 3–4 МК. Первые наблюдаются в крайнем ультрафиолетовом диапазоне длин волн, вторые – в мягком рентгеновском диапазоне. Горячие петли обычно располагаются в центре активной области так плотно, что трудно различить отдельную петлю. Теплые петли обычно располагаются вокруг горячих и отличаются от последних большими размерами.

Сценарий волнового нагрева короны в последние годы получил реальные основания, когда были получены свидетельства проникновения в корону волн, обладающих энергией, достаточной для ее нагрева. Вопросам наблюдения и описания волн в солнечной короне посвящена обширная литература, например [5–6]. С момента первых прямых наблюдений МГД-волн в короне было получено множество данных об их типах и свойствах. Наблюдаются практически все типы волн, распространяющихся в различных корональных структурах: корональных петлях, корональных дырах,

полярных шапках и т. д. Классификацию наблюдаемых волновых процессов облегчает тот факт, что в корональных условиях альвеновская скорость значительно превышает звуковую. Это обстоятельство крайне важно также и в ином отношении, так как преобладание магнитной энергии над тепловой меняет прежние представления о причинах существования солнечного ветра, основанные на модели Паркера. Солнечный ветер существует не только и не столько потому, что имеется горячая корона, испытывающая тепловое расширение в пустоту, но в основном благодаря действию сил электромагнитной природы и направленных преимущественно в сторону от Солнца.

Использование Hinode и SDO позволило получить новую детальную информацию о волновых и конвективных процессах в солнечной атмосфере. В активных областях повсеместно наблюдаются восходящие течения, что, помимо проблемы коронального нагрева, может иметь отношение в проблеме генерации солнечного ветра. В настоящее время ясно, что по существу это единая проблема. Нельзя достаточно полно понять и описать процессы нагрева и ускорения корональной плазмы в отдельности друг от друга. Одновременное присутствие волн и течений в основаниях КП может быть инициировано действием фотосферных возмущений плазмы.

Данные Hinode/EIS позволяют оценить масштаб распространения медленных магнитозвуковых волн в основаниях КП. Этот эффект, а также быстрое затухание волн может быть объяснен сложной структурой КП, состоящей из отдельных нитей [7]. Взаимосвязь между колебаниями и течениями отмечается в данных Hinode/EIS и SDO. Наблюдаются поперечные колебания в КП с продольным течением. Исследуются эффект продольного течения на спектр линейных мод магнитной трубки и линейное возбуждение МГД-неустойчивостей в сдвиговых течениях в короне.

Нелинейное взаимодействие возмущений

Конверсия альвеновских волн в магнитозвуковые может рассматриваться как пример их не прямой диссипации. Этот процесс может происходить в результате нелинейного резонансного взаимодействия волн различными способами: распад альвеновской волны на другую альвеновскую и медленную магнитозвуковую волны, возбуждение быстрой магнитозвуковой волны в результате взаимодействия двух альвеновских. Эти процессы изучались ранее при корональных условиях в плоской геометрии. Аналогичная задача решена для корональных условий в цилиндрической геометрии применительно к корональным магнитным трубкам [8]. Рассмотрена задача возбуждения быстрой радиальной моды, способной модулировать микроволновое и мягкое рентгеновское излучение корональной плазмы.

Нелинейное поведение волн в солнечной атмосфере чаще изучается численными методами. В двумерном приближении исследовалось нелинейное взаимодействие альвеновских и быстрых магнитозвуковых волн

[9]. Показано, что неоднородность среды усиливает эффект взаимодействия. Численный подход широко используется в последнее десятилетие в задачах генерации и распространения волн в неоднородной атмосфере. Возмущения оснований магнитных трубок, вызываемых фотосферными возмущениями, приводят к генерации медленных и быстрых магнитозвуковых волн, которые трансформируются в ударные волны [10-12], способные проникать в корону [13].

Результаты 3D-моделирования показывают возможность нелинейного взаимодействия волновых и конвективных возмущений. При наличии продольного по полю стационарного течения в скрученных корональных магнитных трубках торсионные колебания вызывают нелинейную модуляцию плотности и скорости течения. При этом сами колебания затухают быстрее, чем аналогичные колебания в нескрученной трубке. Стационарные и нестационарные дозвуковые течения плазмы в основаниях КП приводят к нелинейному возбуждению сжимаемых продольных и поперечных волн в корональном магнитном поле [13, 14]. Это показывает, что наблюдаемые колебания в основаниях КП могут генерироваться не только p -модами, проникающими в корону, но и мелкомасштабными рекуррентными явлениями энерговыделения, такими как нановспышки и генерируемые ими джеты. Течения могут достигать высот в 20 тыс. км, что подтверждается наблюдениями, быстро замедляясь из-за действия эффектов гравитации и градиента газового давления.

Настоящая работа частично поддержана грантами РФФИ 13-02-00461, 14-02-00676 и Программами РАН П 22 и П 26.

Литература

1. *Aschwanden M.J., Boerner P.* // 2011, ApJ, 732, 81.
2. *Aschwanden M.J., Nightingale R.W.* // 2005, ApJ, 633, 499.
3. *Brooks D.H., Warren H.P., Ugarte-Urra I.* // 2012, ApJ, 755, L33.
4. *Schmelz J.T., Pathak S., Jenkins B.S., Worley B.T.* // 2013, ApJ, 764, 53.
5. *Aschwanden, M.J.* 2006, *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions.* New York: Springer.
6. *Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakariakov V.M.* *Coronal Seismology*, 2012, Wiley-VCH Verlag & Co.KGAA, Weinheim, Germany.
7. *Wang T.J., Ofman L., Davila J.M.* // 2009, ApJ, 696, 1448.
8. *Mikhalyaev B.B., Bembitov D.B.* // 2014, SP, 289, 4069.
9. *Nakariakov V.M., Roberts B., Murawski K.* // 1997, SP, 175, 93.
10. *Khomenko E., Collados M., Felipe T.* // 2008, SP, 251, 589.
11. *Fedun V., Shelyag S., Erdelyi R.* // 2011, ApJ, 727, 17.
12. *Vigeesh G., Fedun V., Hasan S.S., Erdelyi R.* // 2012, ApJ, 755, 18.
13. *Ofman L., Wang T.J., Davila J.M.* // 2012, ApJ, 754, 111.
14. *Wang T.J., Ofman L., Davila J.M.* // 2013, ApJ, 755, L23.

О ВЛИЯНИИ ГРАДИЕНТОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЛУЧЕВОЙ СКОРОСТИ НА ЭФФЕКТИВНЫЕ ВЫСОТЫ ОТКЛИКА КРЫЛЬЕВ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

Можаровский С.Г.

*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск, Россия
sw@newmail.ru*

ON THE EFFECTS OF THE MAGNETIC FIELD AND RADIAL VELOCITY GRADIENTS ON THE EFFECTIVE HEIGHT OF RESPONSE OF THE SPECTRAL LINE WINGS

Mozharovsky S.G.

*Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS, Ussuriysk, Russia
sw@newmail.ru*

It is found that changes in the magnetic field and/or radial velocity vertical gradients significantly change the height in the photosphere, from which a spectral line delivers information to the researcher.

Negative gradient of the magnetic field when the field is reduced in the upward direction, towards smaller values of the optical depth, leads to stretching wing of magnetoactive lines (and to decrease the derivative $dI/d\lambda$ along the wing). For some positive gradient magnitude $dI/d\lambda$ reaches a maximum value. At that moment, the effective height of the response of the profile sections attached to the different residual intensities became equal. With further increase of the positive gradient the response of the profile sections in the wing is formed at a higher level than the response of sections placed near the line core. Figuratively this can be represented as an "attraction" effective level of response of external profile sections to the photosphere layers, where the magnetic field (or the V_{LOS} value in the case of the radial velocity gradient) reaches maximum values. Heights of the profile response to changes in the radial velocity and in the magnetic field coincide with each other, but differ considerably from the heights of the response to temperature changes.

When integrating along the entire profile the effect decreases but does not disappear. Examples of the effect: signal of the ratio B_{5250}/B_{5247} will significantly vary with changes in the magnetic field gradient; in some cases the line Fe I 6302 Å reflects field located at a higher altitude than the line Fe I 6301 Å.

На основе численных расчетов изучено влияние величины и знака градиента магнитного поля на изменения ширины профилей магнитоактивных линий. Расчеты проводились для разных спектральных линий. Далее в работе в целях лучшей наглядности использована искусственная пара линий, очень похожая на пару Fe I λ 5250, 5247 Å, параметры пары приведены в таблице:

Таблица 1.

линия	длина волны, Å	E_{Low} , eV	$\lg(gf)$	g_{Lande}
1	5000	0.0	-6.50	3.0
2	5000	0.0	-6.50	2.0

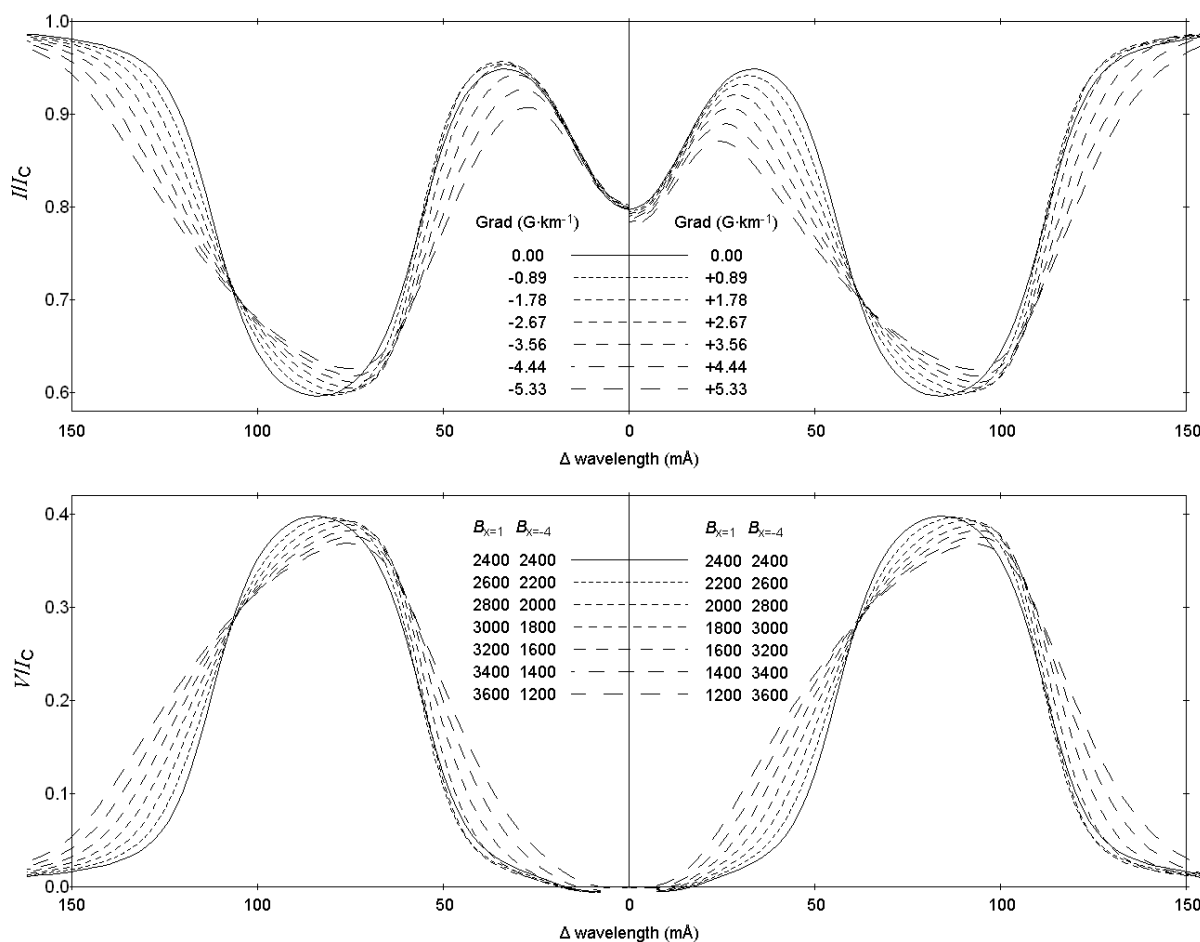


Рис. 1. Профили остаточной интенсивности I/I_C и круговой поляризации V/I_C в зависимости от знака и величины вертикального градиента напряженности магнитного поля. Модель тени Stellmacher & Wiehr 1975 г [1] (далее SW75). В левой части рисунка отрицательный градиент (обычный для тени солнечных пятен), в правой части – положительный градиент. Магнитное поле меняется от 3600 и 1200 Гс на уровнях $\log(\tau_5)=1$ и -4 , что соответствует -5.3 Гс/км до 1200 и 3600 Гс ($+5.3$ Гс/км), угол $\gamma=15^\circ$.

На рис. 1 показаны профили для линии с фактором Ланде 3 (см. табл. 1). Согласно рисунку, ширина профиля в области больших остаточных интенсивностей растет, что отражает рост эффективного значения магнитного поля. При отрицательном градиенте это говорит о смещении эффективной высоты отклика крыла вниз, при положительном – вверх. Наглядно это можно представить как смещение (или "притяжение") эффективного уровня отклика внешних участков профиля к тем слоям фотосферы, где магнитное поле принимает максимальные значения. Анализ функций отклика (Response Function - RF) ширины профиля на изменения напряженности магнитного поля подтверждает это представление, см. рис. 2.

Модельные линии из таблицы 1, подобно линиям мультиплета No 2 нейтрального циркония (см. [3]), позволяют измерить напряженность магнитного поля B методом разности ширин, то есть путем вычитания абсолютных ширин профилей с последующим вычислением B из формулы:

$$W_{\text{line1}} - W_{\text{line2}} = 4.67 \cdot 10^{-5} B \cdot (\lambda_1^2 \cdot g_{\text{Lande1}} - \lambda_2^2 \cdot g_{\text{Lande2}}) \text{ [cm]} \quad (1)$$

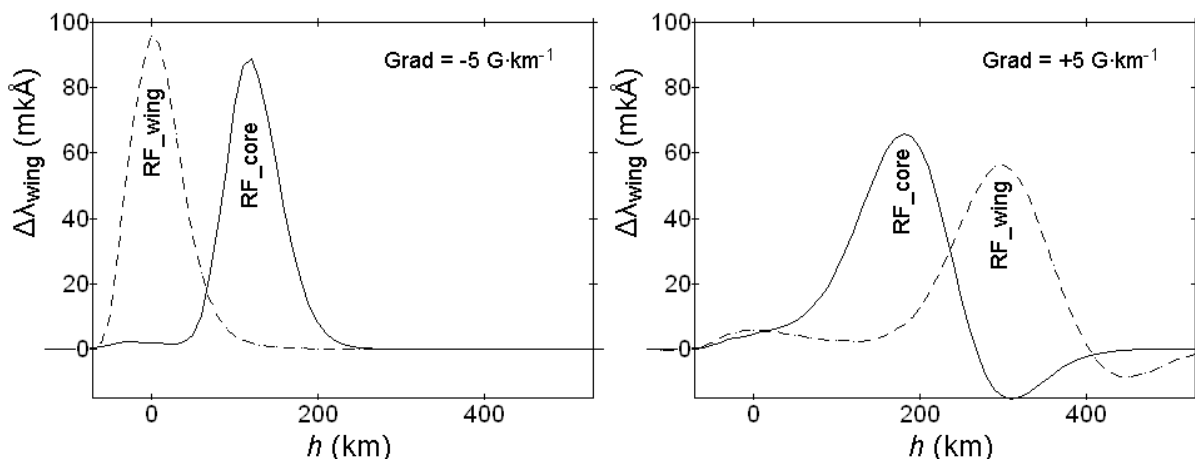


Рис. 2. Функции отклика (RF) для отдельных точек на профиле линии на изменение напряженности магнитного поля при заданных линейных градиентах поля. При положительном градиенте эффективная высота отклика крыла (wing, $R_I = 0.9$) оказывается выше эффективной высоты точек, расположенных ближе к центру (core, $R_I = 0.7$) линии. Модель тени SW75. RF смещения точек профиля вдоль оси длин волн в мкА построены методом пробного слоя [2], ширина слоя 10 км, величина возмущения магнитного поля 10 Гс.

Проследим, как будут меняться напряженности (см. рис. 3), измеренные методом разности ширин $W_1 - W_2$ по профилям линий из табл. 1, рассчитанных для модели тени SW75. Измерения сделаны для уровней с заданной остаточной интенсивностью R_I . Профили получены для дискретного набора величин линейного вертикального градиента dB/dh от 5.3 до -5.3 Гс/км. На высоте $h = 135$ км, соответствующей $\log(\tau_5) = -1.5$ (в модели SW75 h и $\log(\tau_5)$ связаны линейно) поле модели всегда остается равным 2400 Гс.

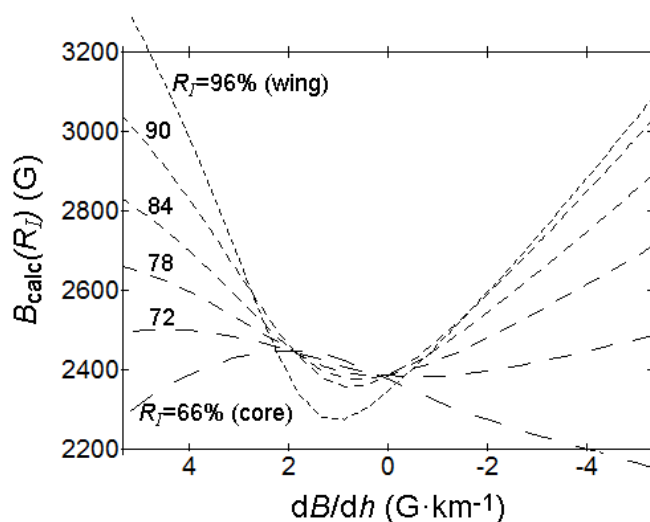


Рис. 3. Зависимость напряженности магнитного поля, измеренной методом разности ширин на разных уровнях остаточной интенсивности от величины и знака dB/dh .

Зная величину B и зависимость $B(h)$ для каждого градиента для заданных уровней R_I можно проследить изменения эффективной высоты отклика h_{eff} от величины и знака dB/dh , см. рис. 4.

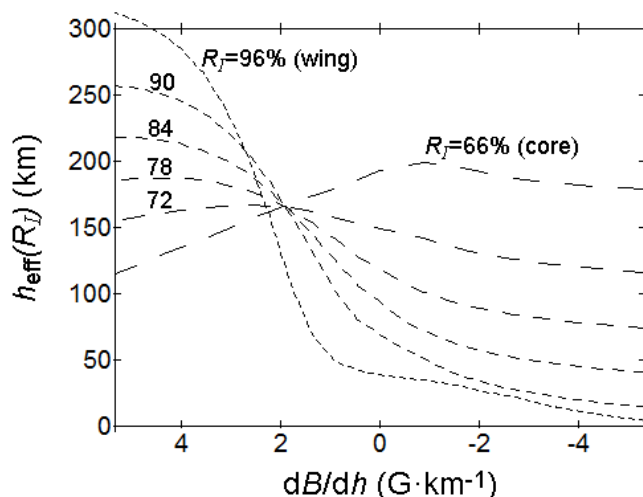


Рис. 4. Изменение эффективных высот для измерения напряженности поля с изменением dB/dh для разных уровней R_l на профиле спектральной линии.

Из рис. 4 следует, что при определенном положительном градиенте напряженности магнитного поля, все точки профиля линии отражают состояние магнитного поля на одной и той же высоте. При дальнейшем росте градиента крыло начинает откликаться на большие высоты, чем ядро линии. Расчеты указывают на аналогичный эффект, который возникает при переходе от градиента магнитного поля к градиенту лучевой скорости.

Если перейти от отдельных точек профилей к интегральным параметрам, например, к сигналу магнитографа, то влияние отдельных точек профиля будет усреднено и, таким образом, ослаблено. Однако, учет найденного эффекта значительно корректирует результаты, полученные на основе сравнения измерений для пар линий. Так как использование пар линий широко вошло в практику в приборах, базирующихся на космических аппаратах, это может иметь большое практическое значение.

Расчеты, выполненные для функций отклика на изменения лучевой скорости и расчеты для случая, где градиент магнитного поля заменен на градиент лучевой скорости, показывают полную эквивалентность RF_B и $RF_{V_{\text{LOS}}}$ по форме и расположению на оси h . Напротив, RF для температуры в корне отличаются от RF_B и $RF_{V_{\text{LOS}}}$. Таким образом, использование близких по атомным параметрам линий, например, пары 5250/5247, в присутствии градиентов магнитного поля не дает возможности корректно оценивать скважность областей с полем и без. С другой стороны, эта пара может быть полезна для восстановления температурного распределения.

Литература

1. *Stellmacher G. and Wiehr E.* // 1975, *Astronomy and Astrophysics*. v. 45, p. 69–76.
2. *Можаровский С.Г.* // Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», СПб, ГАО РАН, 2012, с. 289–292.
3. *Можаровский С.Г.* // Труды Всероссийской конф. к 100-летию В.Е.Степанова, Иркутск, ИСЗФ СО РАН, 2013, с. 266–270.

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВДОЛЬ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ В СОБЫТИИ 19 ИЮЛЯ 2012

Моргачев А.С.^{1,2}, Кузнецов С.А.^{1,2}, Мельников В.Ф.²

¹ФГБНУ НИРФИ, Нижний Новгород

²ГАО РАН, Санкт-Петербург

ANALYSIS OF POLARIZATION DEGREE DISTRIBUTION ALONG SOLAR FLARE LOOPS IN THE 19 JULY 2012 EVENT

Morgachev A.^{1,2}, Kuznetsov S.^{1,2}, Melnikov V.²

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

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

Distribution of circular polarization degree along solar flare loops in the 19 July 2012 event has been analyzed using Nobeyama Radioheliograph data. We have found that the polarization in the footpoints does not change its sign ($R-L < 0$) during the burst. In the upper part of the loops, the polarization sign is inverse to one in the footpoints ($R-L < 0$) and also remains constant. We give interpretation of this effect by modeling nonthermal electrons kinetics and calculating their gyrosynchrotron emission.

Объектом нашего исследования является лимбовое событие 19 июля 2012 г. Для исследования мы использовали данные радиогелиографа Нобейяма (NoRH) о потоках радиоизлучения на частотах 17 и 34 ГГц и степени поляризации на частоте 17 ГГц с пространственным разрешением 5" (34 ГГц) и 10" (17 ГГц) и временным разрешением 1 сек.

Основной наблюдательный факт заключается в инверсии знака круговой поляризации вдоль вспышечной петли. На карте распределения степени круговой поляризации (рис. 1а) видно, что поляризация меняет свой знак вдоль двух наблюдаемых петель от положительного значения в вершинах до отрицательного в основаниях. Анализ временных профилей степени поляризации в различных частях источника показывает, что в районе оснований каждой из петель поляризация принимает отрицательное значение в течение всего всплеска (рис. 1б). В свою очередь, в вершинах степень поляризации все время остается положительной (рис. 1с). Помимо этого, в ногах петель существует область в которой излучение меняется с право-поляризованного на лево-поляризованное (рис. 1д). Подобные эффекты ранее не отмечались в работах по исследованию солнечных вспышечных петель, поэтому их изучение представляет научный интерес. В связи с этим, целью нашей работы является объяснение наблюдаемого изменения знака поляризации во времени и вдоль петли, используя моделирование кинетики электронов и расчет их радиоизлучения.

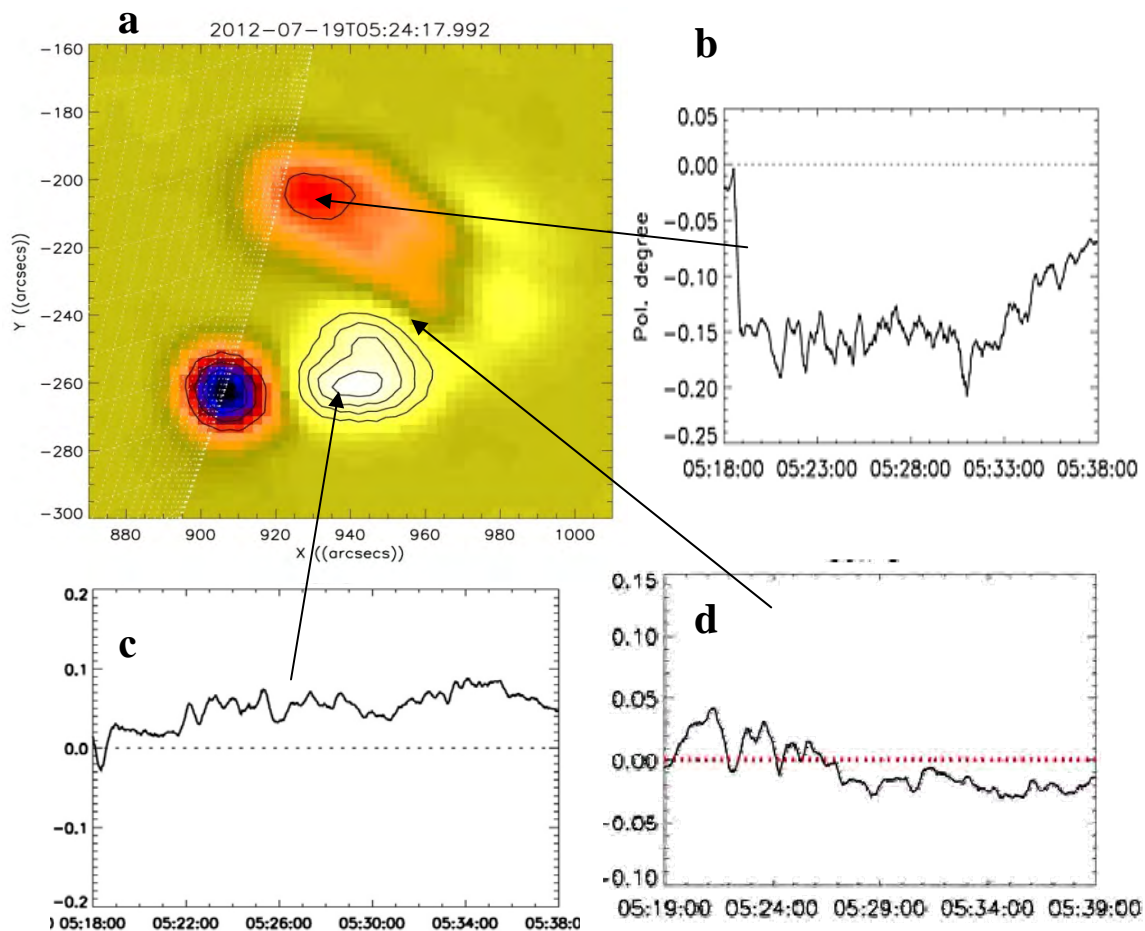


Рис. 1. Карты распределения степени поляризации (**b**) на частоте 17 ГГц для события 19 июля 2012 г. Временные профили степени поляризации из основания (**b**), вершины (**c**) и ноги петли (**d**).

Моделирование кинетики электронов в магнитной ловушке проводится на основе решения нестационарного кинетического уравнения Фоккера-Планка, включающее функцию инжекции электронов и описывающее эффекты магнитного отражения и высыпания частиц, а также кулоновского рассеяния на фоновой плазме [1]. Далее, используя полученную функцию распределения электронов по энергиям, питч-углам, расстоянию вдоль петли и времени, мы производим расчет характеристик их гиротронного (ГТ) излучения, используя методику и набор программ, описанных в работе [2]. Расчет производился для модельной петли конечной толщины, расположенной на западном лимбе Солнца и имеющей ориентацию относительно наблюдателя, близкую к той, которая была в событии 19 июля 2012 г.

Мы рассмотрели шесть основных моделей инжекции электронов в магнитную петлю (квазипродольная, квазипоперечная и изотропная инжекции в вершине или одном из оснований петли). Для каждой из моделей были построены карты распределения степени круговой поляризации в различные моменты времени и в соответствии с целью работы выбраны те,

для которых имеет место изменение знака поляризации вдоль петли и во времени в некоторых ее частях. В результате исследования установлено, что моделями с подходящими пространственными и временными распределениями характеристик ГС излучения являются модели квазипродольной инжекции электронов в вершине петли и изотропной инжекции в одном из оснований.

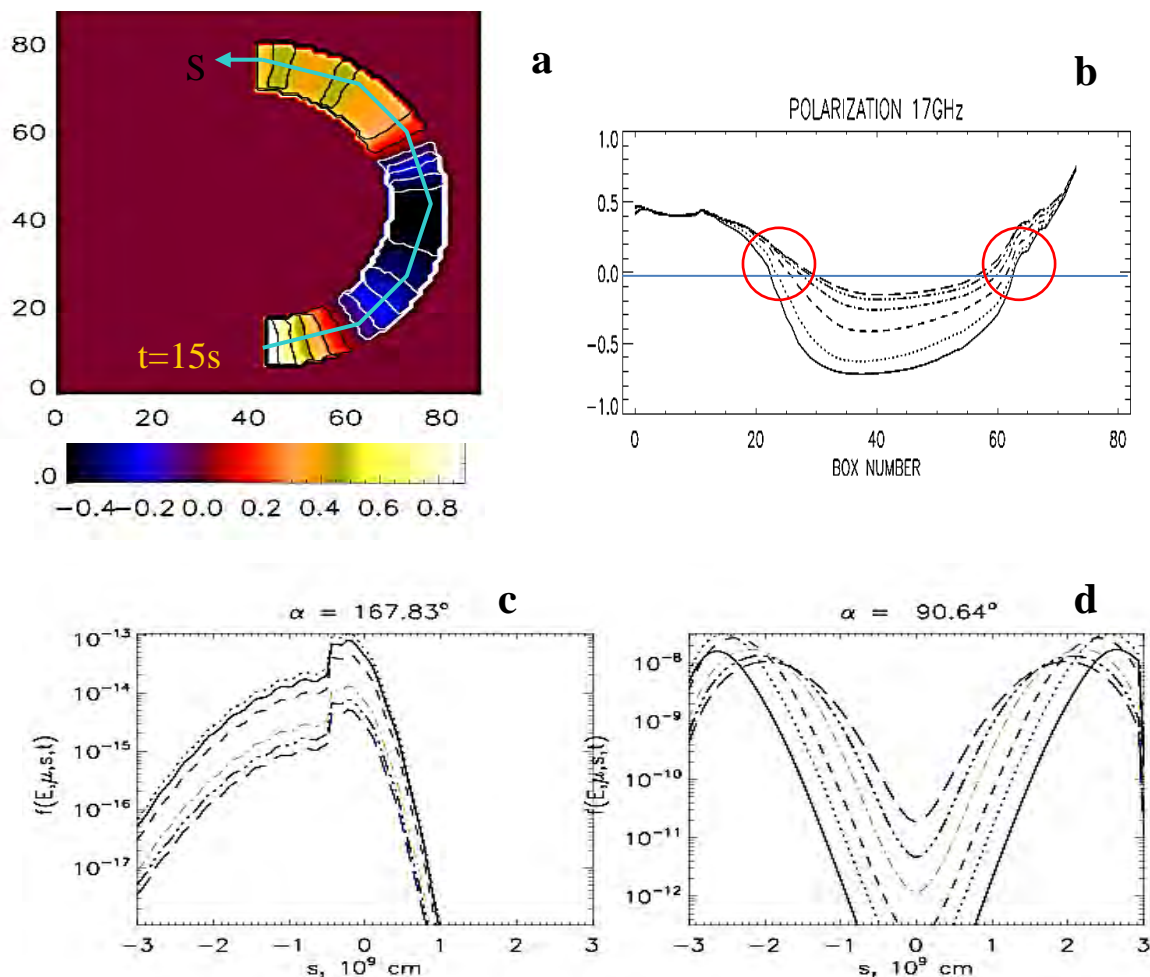


Рис. 2. Карты распределения степени круговой поляризации для модельной петли при $t = 15$ с (a); профили распределения степени поляризации вдоль петли для различных моментов времени (b); функция распределения электронов вдоль петли для значения pitch-угла 168° (c) и 91° (d).

На рис. 2a представлена карта распределения степени поляризации на частоте 17 ГГц для модели квазипродольной инжекции в вершине петли в момент времени $t = 15$ с. Модельная петля в соответствии с наблюдаемой ориентирована под углом около 80° к лучу зрения. Источник инжекции характеризуется длительностью около 10 сек. с максимумом при $t = 16$ сек., степенным распределением электронов по энергиям в диапазоне от 30 кэВ до 10 МэВ с показателем степени $\delta = 3$ и полным количеством инжектированных электронов $N = 10^{32}$. Магнитное поле меняется от 1000 Гс в осно-

ваниях до 200 Гс в вершине. Плотность фоновой плазмы равна 10^{10} см⁻³ во всех частях петли. Из рис. 2а видно, что степень поляризации в области вершины принимает отрицательное, а в основаниях положительное значение. На рис. 2б представлен график распределения степени поляризации вдоль петли для описываемой модели инжекции в различные моменты времени ($t = 3, 15, 27, 39, 51$ сек.). Степень поляризации усреднялась по боксам 2 на 2 пикселя с центрами, лежащими на линии S (рис. 2а). Видно, что в основаниях в течение модельного всплеска поляризация остается положительной, в вершине – отрицательной, а в некоторой переходной области (показана кругами) происходит смена знака поляризации с X-моды на O-моду.

Для понимания причины возникновения смены знака поляризации в магнитной петле [3] обратимся к функции распределения электронов вдоль петли (рис. 2 нижняя панель), полученной в результате моделирования кинетики электронов. На рис. 2с данная функция распределения представлена для электронов с питч-углами близкими к 180° . Видно, что основное их количество расположено в вершине петли. Электроны же с питч-углами близкими к 90° наоборот сконцентрированы преимущественно в области оснований (рис. 2d). Согласно работе [4], если в радиоисточнике электроны движутся вдоль магнитного поля, ориентированного квазиперпендикулярно к лучу зрения, то преобладает O-мода ГС излучения, а если перпендикулярно, то преобладает X-мода. Следовательно, в нашей модельной петле степень поляризации в вершине петли отрицательна, а в основаниях – положительна.

Таким образом, наблюдаемая смена знака поляризации в событии 19 июля 2012 может быть вызвана присутствием продольной анизотропии ускоренных электронов во вспышечной петле.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00924, № 13-02-00586, программы ПРАН № 22 и программы Марии Кюри № FP7-PEOPLE-2011-IRSES-295272

Литература

1. Горбиков С.П., Мельников В.Ф. Численное решение уравнения Фоккера-Планка в задачах моделирования распределения частиц в солнечных магнитных ловушках. // Математическое моделирование. 2007, Т. 19, № 2, с. 112–122.
2. P.J.A. Simões, J.E.R. Costa. Gyrosynchrotron Emission from Anisotropic Pitch-Angle Distribution of Electrons in 3-D Solar Flare Sources. // Solar Phys., 2010, V. 266, Pp.109–121.
3. Melnikov V.F., Pyatakov N.P., Shibasaki K. Constraints for electron acceleration models in solar flares from microwave observations with high spatial resolution. // ASPC, 2012, V. 454, Pp. 321–324.
4. Fleishman G.D., Melnikov V.F. Gyrosynchrotron emission from electrons with anisotropic pitch-angle distribution. // Astrophys. J., 2003, V. 587, Pp.823–835.

**ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ МЕРА ЭМИССИИ,
ПОЛУЧЕННАЯ В РЕЗУЛЬТАТЕ КОМБИНИРОВАНИЯ
RHESSI, SDO/AIA НАБЛЮДЕНИЙ**

Моторина Г.Г.^{1,2}, Контарь Э.П.²

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

²*Факультет физики и астрономии, Университет Глазго, G12 8QQ,*

Глазго, Великобритания

**DIFFERENTIAL EMISSION MEASURE OBTAINED AS A RESULT OF
COMBINING RHESSI, SDO/AIA OBSERVATIONS**

Motorina G.G.^{1,2}, Kontar E.P.²

¹*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences,*

196140, Russia, St. Petersburg

²*School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, G12 8QQ, Glasgow, UK*

For solution of a number of problems in solar physics related to the mechanisms of energy release in the solar corona, we must know the parameters of the hot plasma of the corona, such as its density, the energy distribution, emission measure, differential emission measure, as well as their evolution over time. Of particular interest is the distribution of solar plasma, which may evolve from Maxwell distribution to a more complex structure during solar flare. The exact form of this distribution at low energies, where the bulk of energy release occurs, is still poorly understood, thus the aim of this study is to examine the process. Knowing that the main source of the information about hot coronal plasma is the extreme ultraviolet and soft x-rays, data from SDO/AIA and RHESSI were taken.

Введение

Солнечные вспышки являются магнитными взрывными процессами, спонтанно происходящими в солнечной атмосфере, которые приводят к ускорению частиц и нагреву плазмы. Несмотря на наличие современных телескопов наземного и космического базирования, детали энергизации плазмы и связанные с этим процессы по-прежнему мало изучены. Поэтому использование новых доступных одновременных наблюдений с космических аппаратов SDO/AIA и RHESSI [1,2] позволяет изучить горячую плазму и энергичные частицы во вспышках в более широком диапазоне энергий. Диапазон температур, для которых SDO/AIA более чувствителен, приблизительно равен 0.6 МК – 16 МК, в то время как RHESSI более чувствителен к температурам выше ~10МК. Таким образом, одновременные наблюдения дают уникальную возможность изучать энергетическое распределение нагретых/ускоренных электронов от 0.1 кэВ до нескольких десятков кэВ в солнечной вспышке.

Получение DEM одновременно с SDO/AIA, RHESSI

Для того чтобы получить и проанализировать полный спектр ускоренных электронов, необходимо сперва найти дифференциальную меру эмиссии (DEM), $\xi(T)$ [$\text{см}^{-3}\text{К}^{-1}$], которая может быть представлена в виде выражения [3]:

$$\langle nVF \rangle = \frac{2^{3/2} E}{\sqrt{\pi m_e}} \int_0^\infty \frac{\xi(T)}{(k_B T)^{3/2}} \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dT \quad (1)$$

где E — кинетическая энергия электронов, m_e — масса электрона, k_B — постоянная Больцмана, $\langle nVF(E) \rangle$ — средний поток быстрых электронов [электроны $\text{кэВ}^{-1}\text{с}^{-1}\text{см}^{-2}$]. С помощью преобразования Лапласа, используя интеграл свертки, уравнение (1) можно переписать таким образом, что $\langle nVF(E) \rangle$ легко будет находиться численно через DEM [4]. Данная работа посвящена нахождению DEM в результате комбинирования SDO/AIA и RHESSI наблюдений.

Рассмотрим вспышку 14 августа 2010 [3], которая началась в 09:25:40 UT и относится к рентгеновскому классу C4.1 по GOES [5]. Данные мягкого рентгеновского излучения со спутника RHESSI были взяты в момент времени 09:42–09:43 UT, перед пиком вспышки (09:46 UT). Данные в диапазоне крайнего ультрафиолета – с SDO/AIA в шести EUV фильтрах: 131, 171, 193, 211, 335, 94 Å. На рис.1 представлена AIA 131 Å карта (09:42:57.62 UT) с RHESSI 20, 30, 50% контурами для энергетического диапазона 8–10 кэВ, CLEAN алгоритм для момента времени 09:42–09:43 UT.

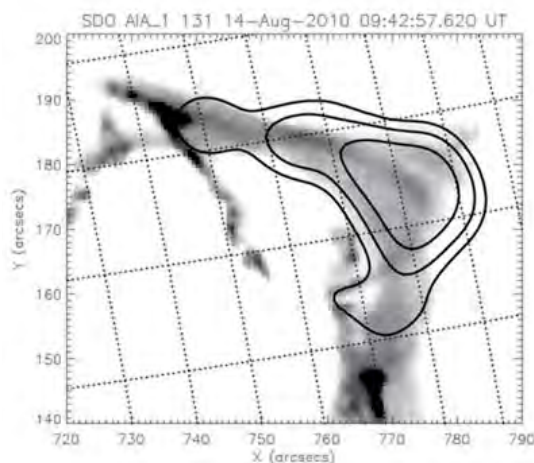


Рис. 1.

Следует отметить, что SDO/AIA карты были взяты практически в один и тот же момент времени, и временной интервал между ними не превышает 12 с. Сделаем предположение, что одна и та же излучающая плазма наблюдается на всех длинах волн. Будем считать, что основной процесс

энерговыведения происходит для 50% RHESSI контура. Таким образом, вычислим DEM из данной области вспышечной плазмы.

На рис. 2 представлена DEM, полученная в результате метода регуляризации [6–9] из данных SDO/AIA [10] (черная линия); DEM – в результате OSPEX фитирования много-температурной функцией, имеющей DEM в виде двух степенной зависимости от температуры (Т) (пунктирная линия); DEM – в результате фитирования тепловой моделью, где DEM – это сумма гауссианы и функции с двух степенной зависимостью от Т, и нетепловой моделью (толстая мишень) одновременно для RHESSI и SDO/AIA данных, $\chi^2 = 0.91$ (пунктир-точка линия).

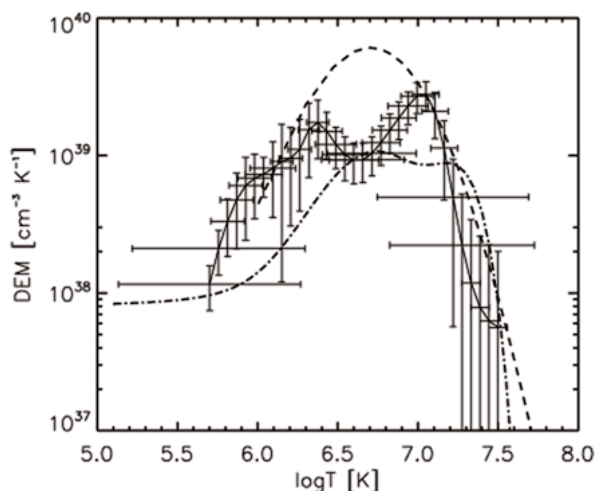


Рис. 2.

Из рис. 2 видно, что DEM имеет сложную структуру, поэтому довольно сложно производить фитирование, основываясь на предположении, что DEM является одной модельной функцией, а не их комбинацией.

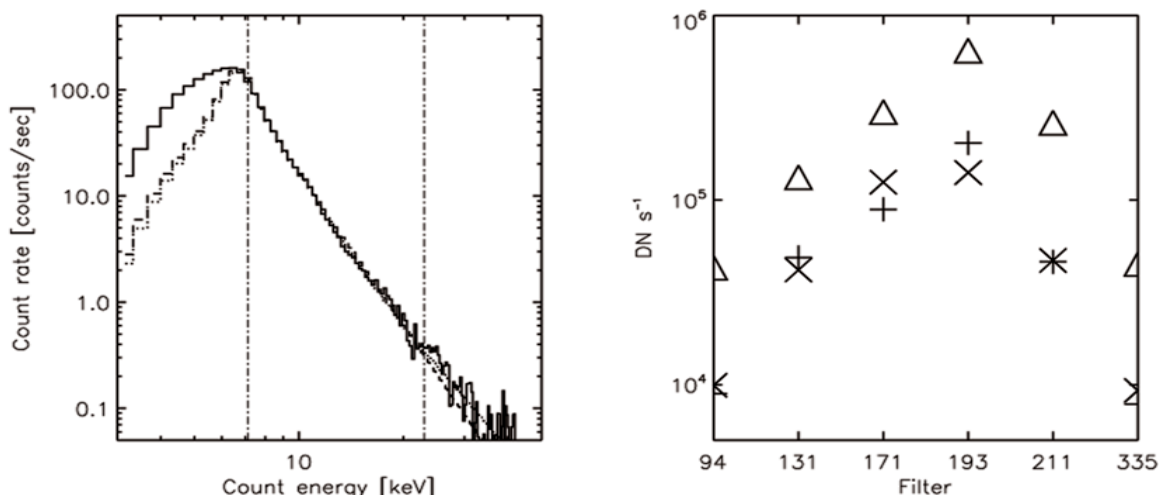


Рис. 3.

Рис. 3 показывает слева: RHESSI данные (сплошная линия), результаты OSPEX фитирования (пунктирная линия), фитирования одновременно RHESSI и SDO/AIA данных; справа: SDO/AIA данные (x-символ), результаты регуляризации (Δ -символ) и фитирования одновременно RHESSI и SDO/AIA данных (+-символ), соответствующие рис. 2. Видно, что результаты фитирования, полученные комбинированием RHESSI и SDO/AIA наблюдений, согласуются с исходными данными лучше остальных.

Заключение

Таким образом, разработан метод нахождения дифференциальной меры эмиссии одновременно с RHESSI и SDO/AIA для дальнейшего поиска среднего потока ускоренных электронов. С помощью данного метода реконструирована дифференциальная мера эмиссии на примере одного вспышечного события, 14 августа 2010 года. DEM, полученная из данных RHESSI и SDO/AIA с добавлением нетепловой компоненты, находится в хорошем соответствии с регуляризированной DEM, полученной из данных SDO/AIA, и RHESSI DEM, полученной в результате фитирования в OSPEX.

Работа частично поддержана Программами Президиума РАН П-21 и 22, грантами РФФИ 13-02-00277 А и 14-02-00924 А, Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme "Radiosun" (PEOPLE-2011-IRSES-295272).

Литература

1. *Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., et al.* 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17.
2. *Lin, R.P., Dennis, B.R., Hurford, G.J., Smith, D.M., Zehnder, A. et al.*, 2002, *Solar Phys.*, 210.
3. *Battaglia M. and Kontar E.P.* 2013, *ApJ*, 779, 107.
4. *Rosberg, A.G.* 2008, *Journal of Applied Statistics*, 45, 531.
5. *White, S.M., Thomas, R.J., Schwartz, R.A.* 2005, *Solar Phys.* 227, 231, 248.
6. *Hannah, I.G., Kontar, E.P.* 2012, *A&A*, 539, A146.
7. *Kontar, E.P., Piana, M., Massone, A.M., Emslie, A.G., & Brown, J.C.* 2004, *Sol. Phys.*, 225, 293.
8. *Kontar, E.P., Emslie, A.G., Piana, M., Massone, A.M., & Brown, J.C.* 2005, *Sol. Phys.*, 226, 317.
9. *Тихонов А.Н., Арсенин В.Я.* Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979. – 286 с.
10. *Markus J. Aschwanden, Paul Boerner, Carolus J. Schrijver, and Anny Malanushenko.* 2011, *Sol. Phys.*, 283, 1, pp 5–30.

СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ДЛИТЕЛЬНОЙ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ

Наговицын Ю.А., Кулешова А.И.

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

NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY ON THE LONG TIME SCALE

Nagovitsyn Yu.A., Kuleshova A.I.

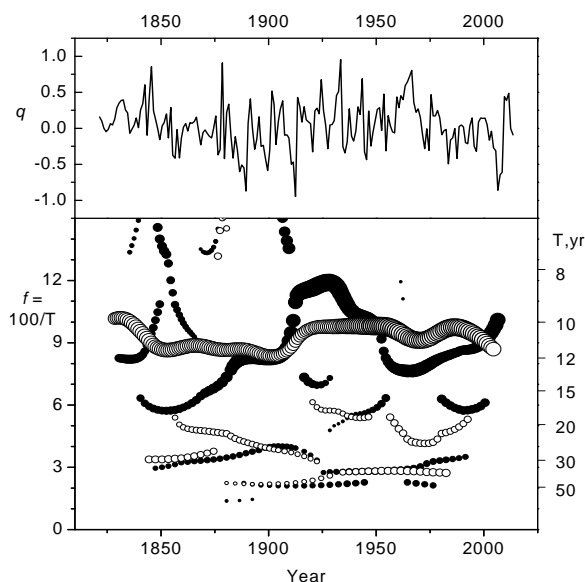
Central Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

On the base of indirect data sources a reconstruction of the North-South asymmetry of solar activity during two thousand years is obtained. Secular variations of the asymmetry and their relations with similar variations of solar activity level are considered.

Введение

Северо-южная асимметрия $q = \frac{N - S}{N + S}$ (где N и S – значения того или

иного индекса активности в северном и южном полушариях Солнца соответственно) – один из самых «загадочных» параметров солнечной активности (СА). Продолжительность его наблюдательного ряда всего чуть более 150 лет. На рис.1 представлены этот ряд и скелетон его вейвлет преоб-



разования (Морле-6) в сравнении с рядом площадей пятен A . Мы видим, в частности, что средние квазиодиннадцатилетние вариации, изменяющиеся для A в узких пределах $10 \div 12$ лет, для q соответствуют гораздо более широкому диапазону $8 \div 16$ лет. О более длинных периодах сказать ничего нельзя.

Рис. 1. Наблюдательный ряд q (сверху) и скелетоны q (темные кружки) и A (светлые кружки).

В этой работе на основе использования косвенных источников данных – прохies – произведена реконструкция поведения q за период две тысячи лет, изучены ее квазипериодический состав и соотношение с уровнем СА на длительных шкалах.

Proxies для N-S асимметрии активности

Известно, что полярные сияния в низких геоширотах (НПС) происходят, главным образом, из-за крупных вспышечных событий в активных областях в геоэффективной зоне Солнца (на малых гелиоцентрических углах). Можно представить, что если для геомагнитных событий вообще геоэффективная зона по разным источникам составляет $\pm 45^\circ$ или $\pm 30^\circ$, то для НПС она будет меньше, скажем, $\pm 20^\circ$. Заметим, что в этом случае сезонная модуляция углом наклона оси Солнца к картинной плоскости B_0 , имеющим амплитуду 7° , будет «вырезать» существенно разные участки в распределении активных областей к северу и к югу от экватора солнечного диска осенью ($B_0 = +7^\circ$) и весной ($B_0 = -7^\circ$). На рис.2 этот эффект для примера изображен для осенних наблюдений. Естественно, весной картина зеркально симметрична относительно экватора.

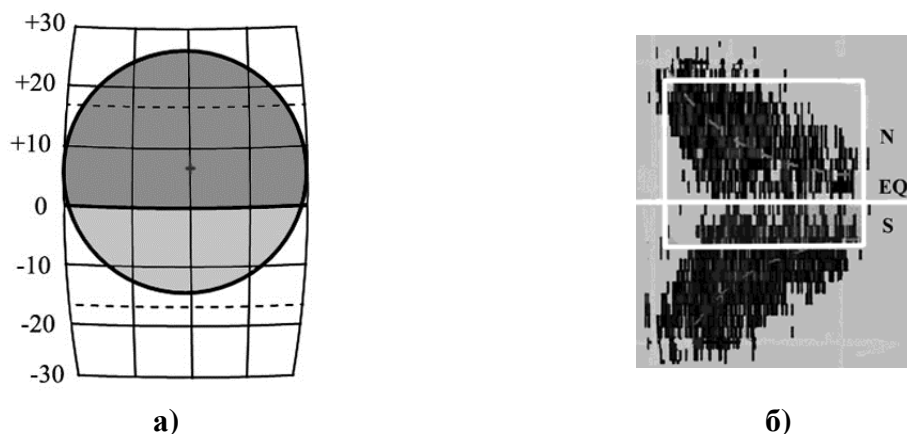
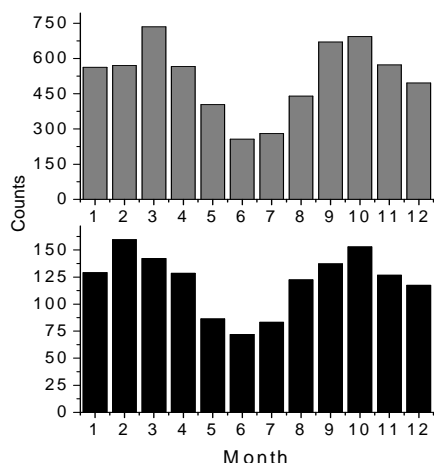


Рис. 2. а) Геоэффективная зона для осеннего сезона НПС – окружность, ее область в северном полушарии – темно-серый цвет, в южном – светло-серый, пунктир – средняя широта пятен в максимуме 11-летнего цикла; б) Центральный меридиан в проекции на бабочку Маундера для осеннего сезона наблюдений НПС.

Таким образом, мы формулируем следующую гипотезу: вероятность наступления полярного сияния на низких геоширотах, НПС, произошедшего от крупной солнечной вспышки в том или ином, N или S , полушарии Солнца, зависит от текущего угла наклона оси вращения Солнца B_0 . Следовательно, при выраженной $N-S$ асимметрии активных областей должна наблюдаться сезонность полярных сияний на низких геоширотах. При северной (положительной) асимметрии более вероятны осенние НПС ($B_0 \sim +7^\circ$), при южной – весенние ($B_0 \sim -7^\circ$). Отсюда по разбалансу замеченных НПС в разные месяцы мы можем реконструировать временной ход $N-S$ асимметрии.

Источником наших данных о НПС послужили известные каталоги полярных сияний Крживского ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/AURORAE/aurorae.dat.rev и Сильвермана http://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/miscellaneous/aurora/cat_ancient_auroral_obs_666bce_1951/pre15f.txt.

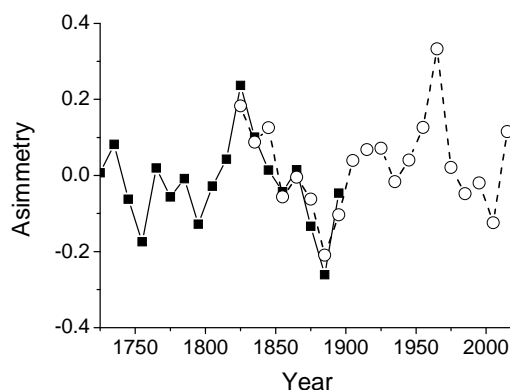


Модель сезонной модуляции включала веса различных месяцев для отдельных полушарий (от 1 до 11) и для разной продолжительности темного времени суток (для средней геошироты 40°). Сравнение модели с полным числом наблюдаемых НПС в разные месяцы представлено на рис.3. Коэффициент корреляции $\rho = 0.89$.

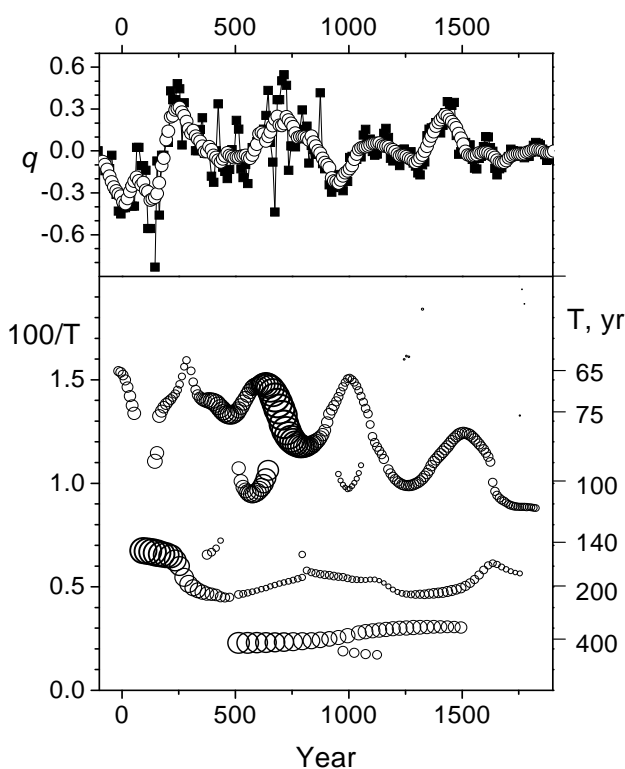
Рис. 3. Распределение числа НПС по месяцам года: наблюдаемое (сверху) и модель (снизу).

Для еще одной проверки нашего подхода мы рассчитали параметр q по НПС (использовалось декадное усреднение) для интервала, совпадающего с инструментальными наблюдениями – рис. 4. Мы видим, что совпадение неплохое, $\rho = 0.91$. Таким образом, данные не противоречат принятой нами гипотезе.

Рис. 4. Сравнение модельного q (квадраты) с наблюдаемым (кружки).



***N-S* асимметрия активности на 2000-летней временной шкале**



На рис. 5 представлены поведение *N-S* асимметрии СА на 2000-летней временной шкале и ее скелетон. Мы видим, что q показывает устойчивое квазипериодическое поведение в ряде частотных полос. При этом соответствующие диапазоны периодов приблизительно соответствуют тем, которые выявлены для поведения уровня СА. Это 65–110 лет (цикл Гляйсберга), 150–210 лет (цикл Зюсса) и 380–420 лет (цикл, впервые выявленный Линком).

Рис. 5. *N-S* асимметрия активности на 2000-летней шкале (сверху) и скелетон ее вейвлет преобразования (снизу).

***N-S* асимметрия активности по разным proxies**

Наиболее заметными вариациями на рис.5 являются ~400-летние. Сравним их с теми, которые независимо получены нами ранее по каталогу пятен, замеченных невооруженным глазом, для параметра вероятной *N-S* асимметрии WX_Q [Nagovitsyn, ГиА, 2000], сглаженного за 200 лет – рис. 6. Графики соответствуют друг другу.

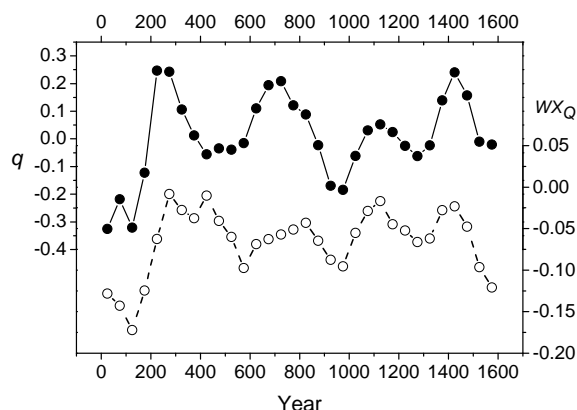


Рис. 6. Параметры q и WX_Q , сглаженные за 200 лет.

***N-S* асимметрия и уровень солнечной активности**

Сравним q с реконструкцией уровня солнечной активности *GSN*, полученной по радиоуглероду [Usoskin et al, A&A, 2014]. Мы видим, что несмотря на схожесть их поведения в частотной области, эти ряды не коррелируют.

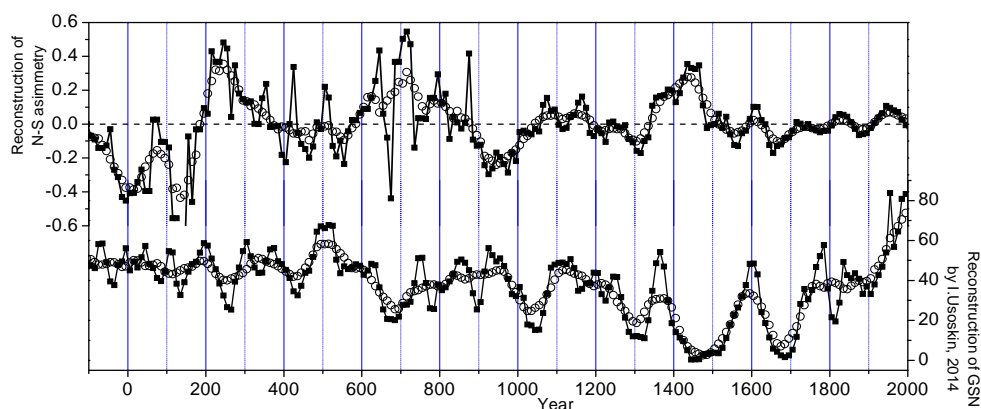


Рис. 7. *N-S* асимметрия активности (сверху) и реконструкция *GSN*.

Выводы и результаты

- Результаты обработки каталогов низкоширотных полярных сияний не противоречат гипотезе о том, что сезонные вариации их числа связаны с модуляцией геоэффективной зоны наклоном угла B_0 .
- В рамках гипотезы построена реконструкция хода *N-S* асимметрии на 2000-летнем интервале.
- *N-S* асимметрия имеет квазипериодические вариации 8–16 (цикл Швабе), 65–110 (цикл Гляйсберга), 150–210 (цикл Зюсса) и 380–420 (цикл Линка) лет.
- Несмотря на близость периодов *N-S* асимметрии и СА, в целом их поведение несфазировано и соотношения амплитуд циклов – другое, чем у СА.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программ ПРАН 21 и 22.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И ПЛОЩАДЬ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Наговицын Ю.А.¹, Певцов А.², Осипова А.А.¹

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

²Национальная солнечная обсерватория, Санспот, NM 88349, США

MAGNETIC FIELD AND AREA OF SUNSPOTS

Nagovitsyn Yu.A.¹, Pevtsov A.², Osipova A.A.¹

¹Central Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

²National Solar Observatory, Sunspot, NM 88349, U.S.A.

On the base of observations of sunspot magnetic field strengths H and areas S , provided by Crimean Astrophysical Observatory and Kislovodsk Mountain Station correspondingly a relation $H = (778 \pm 46) + (778 \pm 25) \times \log S$ with correlation coefficient $k = 0.78$ is found. It is shown that k in divers phases of 11-yr cycle varied within the limits of $0.78 \div 0.91$. In a two-parametrical form an existence of two populations of sunspots is confirmed. Values of a sunspot magnetic flux form two (lognormal) distributions too.

Введение

В ряде классических работ Николсона, Хаутгаста и Ван Слойтерса, Рингнеса, а также в современной работе [1] рассматривалась связь напряженности магнитного поля H с площадью пятна (группы пятен) S на основе данных обсерватории Маунт-Вилсон и Гринвичского каталога. Для аппроксимации использовались три зависимости:

$$H = A + B \log S, \log H = A_1 + B_1 \log S, H = A_2 \times S / (B_2 + S). \quad (1)$$

Возникает вопрос: какая из них лучше описывает наблюдательные данные?

Далее, гринвичский каталог дает площадь всей группы, но не отдельного пятна. Вопрос: как будет выглядеть связь площади именно пятна и его напряженности для других данных? Она постоянна со временем?

И наконец, в [2] показано, что значения площади пятен образуют две популяции с логнормальным распределением каждая. Вопрос: как распределены напряженности пятен и каково двумерное распределение в параметрах напряженность-площадь?

Поиску ответов на эти вопросы и посвящена статья.

Данные

В качестве исходных данных мы использовали с одной стороны – данные о группах солнечных пятен, размещенные на сайте Горной станции Пулковской обсерватории близ Кисловодска www.solarstation.ru, а с другой – карты центральных напряженностей магнитных полей пятен, измеренных в Крымской астрофизической обсерватории www.crao.crimea.ua. Рас-

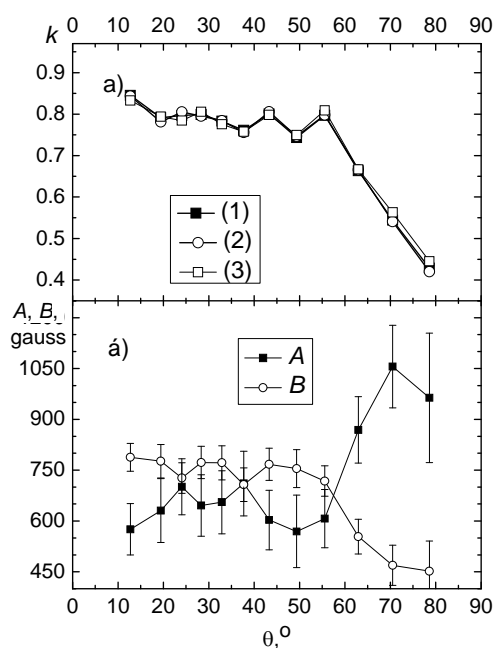
смотренный период, определяемый диапазоном опубликованных крымских измерений, составил 1994–2013 гг. включительно, т.е. двадцать лет.

В свете решаемых нами задач кислородские данные выгодно отличаются от гринвичских: кроме значений площади группы в целом, они содержат площадь основного пятна в ней, поэтому имеется возможность сопоставить измеренные напряженности с конкретным пятном. Это и было сделано.

В результате были созданы два ряда. Первый – HS2, содержит H и S основных пятен в группе, наблюдаемых на всем диске Солнца, в период 2012–2013 гг. включительно. Объем выборки $N = 1767$ пятен. Второй ряд – HS20 – содержит H и S основных пятен в группе при ее нахождении в центральной зоне солнечного диска при гелиоцентрическом угле θ не более $13^\circ.5$ ($\cos\theta > 0.97$), что гарантирует нас от воздействия эффектов проекции и вклада горизонтального компонента поля на измеренные магнитные поля. Данная выборка содержит 653 пятна для всего периода 1994–2013 гг.

Зависимости H vs S

Рассмотрим все три зависимости (1) в применении к нашему ряду HS2.



Для этого, упорядочив пятна по возрастанию $\sin\theta$ и отбирая последовательно по 150 пар значений (H, S) , вычислим соответствующие коэффициенты корреляции и средний по выборке гелиоцентрический угол – см. рис.1а). Мы видим, что коэффициенты корреляции k , соответствующие разным формулам (1), незначительно отличаются друг от друга при данном среднем θ , а основное изме-

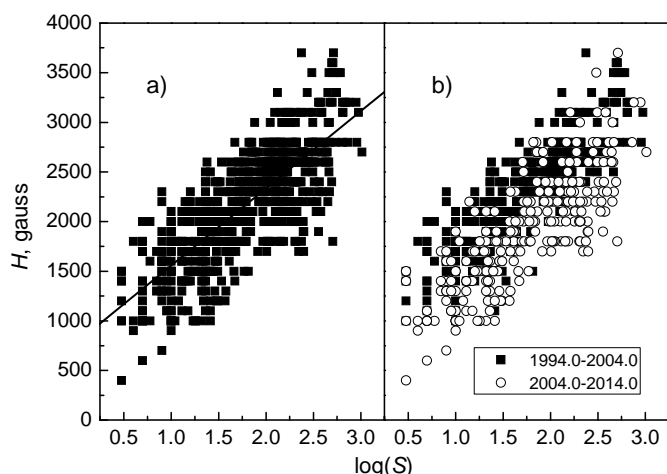
Рис. 1. а) Зависимость коэффициентов корреляции k от среднего гелиоцентрического угла θ для формул (1). **б)** Изменение коэффициентов регрессии первой из формул (1) со средним гелиоцентрическим углом.

нение – это $k = k(\theta)$. Это означает, что для дальнейшего исследования мы можем выбрать любую из аппроксимационных формул. Мы остановились, как и в [1], а также в других работах, на зависимости $H = A + B \log S$. Рис.1б) иллюстрирует изменение соответствующих коэффициентов регрессии с гелиоцентрическим углом. Мы видим, что это изменение существенно, в особенности, как и на рис.1а), для $\theta > 60^\circ$. В целом же, изменения на обоих рисунках могут быть связаны с рядом причин: изменением вкладов в наблюдаемую напряженность вертикального и горизонтального компонентов магнитного поля пятна в зависимости от гелиоцентрического

угла, с уменьшением наблюдаемой глубины пятна по мере приближения к лимбу, с увеличением ошибки измерений и изменением вклада рассеянного света по направлению к краю диска Солнца.

Зависимость напряженности магнитного поля пятна от его площади и ее изменения

Построим зависимость $H = A + B \log S$ для ряда HS20, содержащего данные о пятнах, наблюдаемых вблизи центральной зоны – см. рис. 2а). Линия регрессии соответствует значениям $A = 778 \pm 46$, $B = 778 \pm 25$.



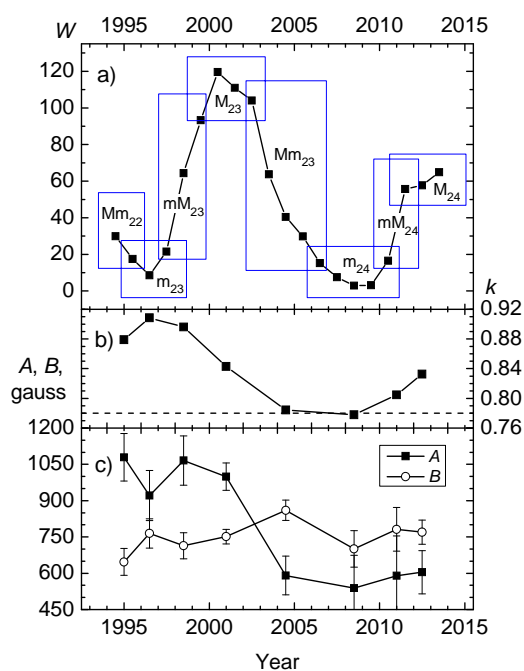
Коэффициент корреляции составил $k = 0.78$, т.е. несколько выше, чем в [1], но незначительно. Разделим временной интервал ряда HS20

Рис. 2. а) Наблюденная зависимость центральной напряженности магнитного поля пятна от логарифма его площади (в м.д.п.). б) Та же зависимость для разных промежутков времени.

на участки, соответствующие разным фазам 11-летнего цикла чисел Вольфа, – см. рис. 3а). Введены обозначения: mM – ветви роста, Mm – ветви спада, m и M – фазы минимума и максимума соответственно. Нижние

индексы – номера циклов. Найдем коэффициенты A и B , а также соответствующие k для этих временных интервалов отдельно – см. рис.3б), с). Мы видим, что k значительно изменяются со временем в пределах от 0.78 до 0.91, причем все они не ниже, чем k по всей выборке: 0.78. Коэффициент B изменяется со временем незначительно, а коэффициент A испытывает резкий скачок между 2001 и 2004 годами.

Рис. 3. а) Различные фазы 11-летнего цикла числа Вольфа (пояснения см. в тексте). б), с) Коэффициент корреляции и коэффициенты регрессии, найденные для этих фаз.



Таким образом, зависимость H vs S не постоянна. Данное обстоятельство хорошо заметно также на рис.2 б).

О двух популяциях пятен

В [2] был сделан вывод о существовании двух популяций пятен: «мелких» и «крупных», образующих два различающиеся логнормальные распределе-

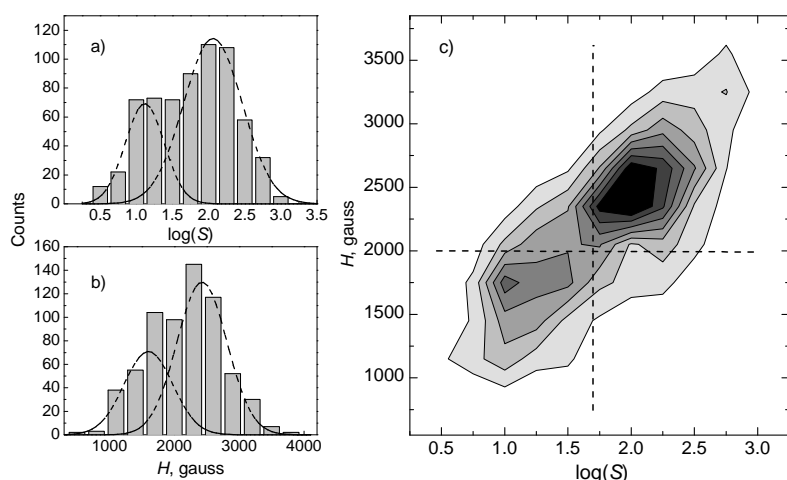
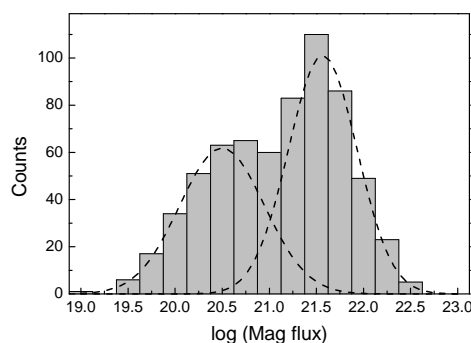


Рис. 4. а), б) Гистограммы встречаемости значений площадей пятен в логарифмической шкале и напряженностей их магнитного поля. Пунктир – приближение в виде двух нормальных распределений. с) Объединенная двухмерная гистограмма. Пунктир – разделение на две популяции.

ния. Рис. 4а) подтверждает этот вывод, а рис. 4б) свидетельствует о том, что при этом напряженности поля образуют два *нормальных* распределения.

В результате – на рис. 4с) мы видим эти два распределения в двухпараметрическом виде. Рассчитывая для пятен магнитный поток $\Phi = 0.34 \times H \times S$ и строя гистограмму, полу-

Рис. 5. Гистограммы встречаемости значений пятенного магнитного потока в логарифмической шкале. Пунктир – приближение в виде двух логарифмически нормальных распределений.



чаем картину на рис.5, показывающую, что магнитный поток пятен также имеет бимодальное логнормальное распределение.

Выводы и результаты

1. Ни одна из рассмотренных зависимостей H vs S (1) не дает преимуществ перед другими в статистическом смысле.
2. Зависимость $H = A + B \log S$ (где S – площадь пятна, а не группы в целом) обеспечена коэффициентами корреляции ~ 0.8 и не постоянна во времени.
3. Вид двумерного распределения ($H, \log S$) подтверждает вывод о существовании двух популяций пятен.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и программ ПРАН 21 и 22.

Литература

1. Pevtsov A. *et al* // Solar Physics, 289, 2014.
2. Nagovitsyn Yu. *et al* // Astrophys. Journ. Lett., 758L, 2012.

**КОНЦЕПЦИЯ:
“СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА – ИСТОЧНИК СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА”
В СВЕТЕ СОВРЕМЕННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ**

Никольская К.И.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Троицк Московской обл., 142190, Russia
e-mail: knikol@izmiran.troitsk.ru*

A CONCEPTION: “THE SOLAR CORONA AS A SOURCE OF THE SOLAR WIND” IN THE LIGHT OF RECENT OBSERVATIONS

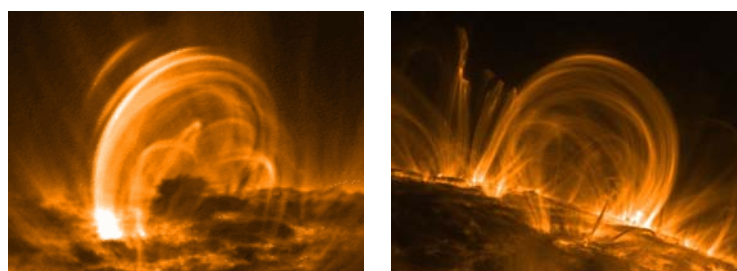
Nikolskaya K.I.

*N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and radio wave propagation of Russian Acad. Of Sciences, Troitsk of Moscow region, 142190, Russia
e-mail : knikol@izmiran.ru*

The analysis of the results of a solar corona observations by TRACE and SOHO space telescopes and the solar wind speeds measurements due to Ulysses/SWOOPS in situ project together with removed IPS observations lead to the conclusion that the solar corona can't be a source of the solar wind flows. The observational evidences are presented that the solar corona itself is formed via the capture of the fast flows of the photosphere plasma by the closed magnetic fields of the Sun.

Корона по наблюдениям TRACE

На Рис.1 представлены примеры петельных структур горячей ($T \approx 1-2$ МК) эмиссионной солнечной короны в свете спектральной линии FeX. Сложные ансамбли корональных арок и петель отождествляются пространственно с замкнутыми структурами магнитных полей активных областей (АО) Солнца.



2000.09.12

2000.09.28

Рис. 1. Корональные арки в свете линии FeX (~ 1МК) - TRACE.

Очевидно, что корона возникает только в тех областях Солнца, где на поверхность фотосферы всплывают замкнутые магнитные поля (ЗМП):

есть ЗМП – есть КОРОНА; нет ЗМП – нет КОРОНЫ [1].

«Солнечная корона состоит из огромного числа замкнутых магнитных структур – «магнитных ловушек», удерживающих горячую плазму ($0.7\text{MK} \leq T \leq 8\text{MK}$) вблизи поверхности Солнца» [2, 3, 4].

Формирование (образование + нагрев) короны происходит в пределах магнитных арок [1] - от их оснований к вершинам – и завершается за время ~ несколько десятков минут [5, 6] (Рис. 2). Очевидно, что плазма и энергия, ее нагревающая, – в форме кинетической энергии плазмы – должны поступать в магнитные петли только снизу, т.е. из фотосферы. Согласно наблюдениям [5, 6], потоки энергии поступают перманентно и одинаково распределены по всей поверхности фотосферы, но диссипируют локально – только в замкнутых магнитных полях с образованием и нагревом короны. Вне замкнутых магнитных полей потоки плазмы и энергии свободно уходят в гелиосферу (Рис. 2b).

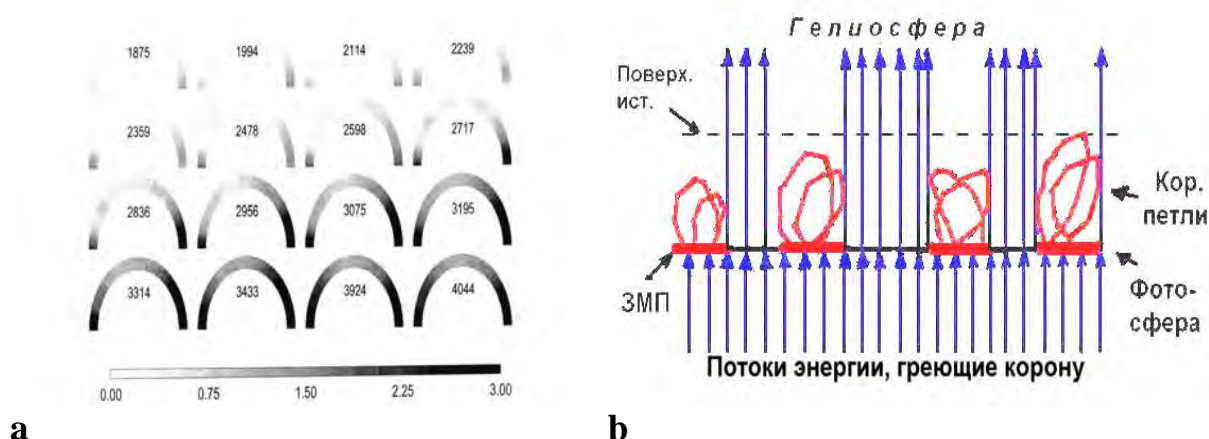


Рис. 2. Формирование и нагрев короны (схемы).

Если рождение и нагрев короны связаны с всплытием на поверхность фотосферы локальных замкнутых магнитных полей, то исчезновение горячих корональных арок – следствие диссипации их магнитного каркаса.

Исчезновение АО описано в [7]. Разрушение АО началось резко с исчезновения магнитной петли и катастрофического охлаждения освобожденной плазмы – от ~ 2 до $\sim 0.1\text{MK}$ за время $\sim 90\text{с}$. Лишенная магнитного каркаса охлаждающаяся корональная материя свободно падала вниз под действием гравитации, с ускорением $\leq 80\text{ мс}^{-2}$, составлявшего $\sim 1/3$ гравитационного ускорения. Какие-либо признаки движения от Солнца охлажденной корональной материи, отсутствуют. Плазма разрушившейся корональной петли возвращалась в фотосферу. Процессы охлаждения и распада корональных петель, подобные описанному в [7], никак не связаны со вспышками и другими проявлениями активности и, по-видимому, были обусловлены эволюционными изменениями АО.

Солнечный ветер по наблюдениям Ulysses/SWOOPS (McComas et al., [8, 9, 10].

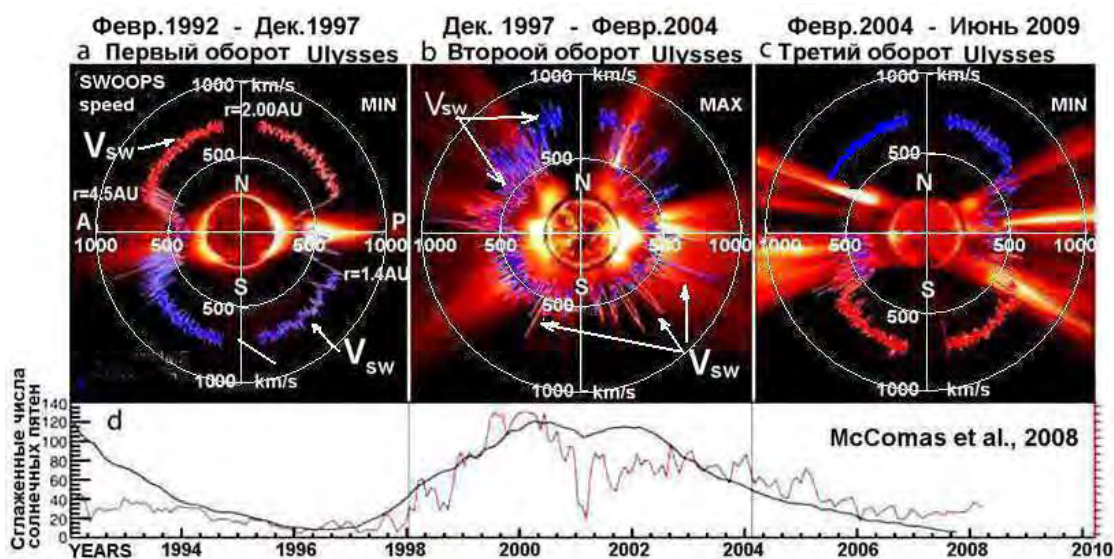


Рис. 3. Скорости стационарного СВ в полярных координатах.

Основные результаты наблюдений скоростей СВ в проекте Ulysses:

1. Потоки стационарного СВ (ССВ) радиальны.
2. Скорости стационарного СВ не зависят ни от гелиошироты “ φ ”, ни от гелиоцентрических расстояний “ r ”:

MIN:	MAX:
<p>Вне пояса стримеров: $\pm 20^\circ \leq \varphi \leq \pm 80^\circ$ (а) и $\pm 40^\circ \leq \varphi \leq \pm 80^\circ$ (с) и $1.4 \text{ ae(Периг.)} \leq r \leq 4.5 \text{ ae(Аф.)}$ $V_{\text{СВ}} = 700 - 800 \text{ км/с.}$ Внутри пояса стримеров всегда: $V_{\text{СВ}} < 500 \text{ км/с.}$</p>	<p>На всех гелиографических широтах, независимо от гелиоцентрических расстояний: $V_{\text{СВ}} < 500 \text{ км/с}$ – над АО и стримерами, и $500 \text{ км/с} < V_{\text{СВ}} < 800 \text{ км/с}$ – над корональными дырами.</p>

3. Скорости стационарного СВ обнаруживают связь с локальными магнитными полями Солнца между поверхностью фотосферы и поверхностью источника:
 - есть ЗМП – медленный ($V_{\text{СВ}} < 500 \text{ км/с}$) + корона;
 - нет ЗМП – быстрый СВ: $V_{\text{СВ}} = 700 - 800 \text{ км/с}$ (короны нет).

Эта зависимость означает, что стационарный СВ начинает свое движение в виде высокоскоростных потоков солнечной плазмы со скоростями $\sim 1000-900 \text{ км/с}$ либо с поверхности фотосферы, либо вблизи нее. Между поверхностью фотосферы и поверхностью источника ($1R_{\text{Sun}} < r < 2.5R_{\text{Sun}}$) первичные потоки либо захватываются ЗМП с образованием короны, либо тормозятся, превращаясь в медленный СВ ($< 500 \text{ км/с}$) [11, 12] – (Рис.4- А).

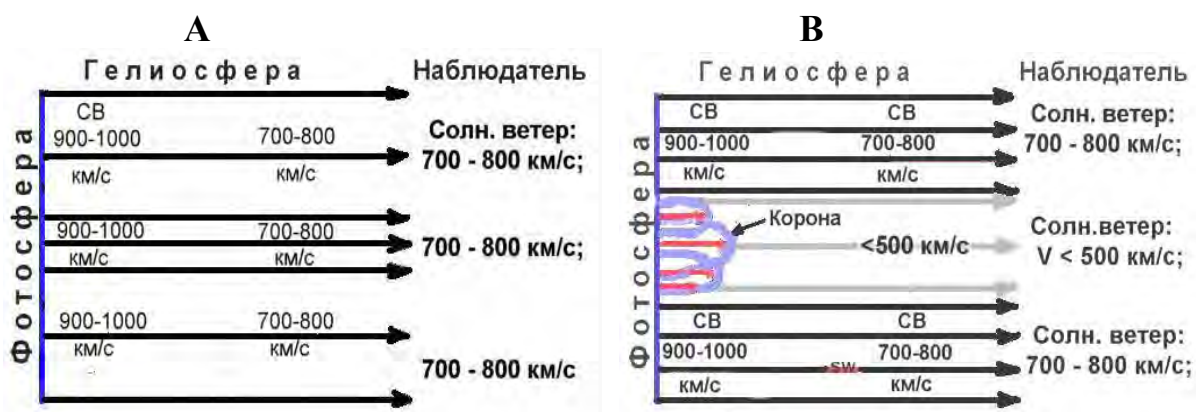


Рис. 4. Нет ЗМП – корона отсутствует (панель «А»): в гелиосфере наблюдается быстрый солнечный ветер со скоростями 700–800 км/с (Рис. 3; панели «А» и «С»).

Заключение

Наблюдения свидетельствуют: нет ЗМП – корона отсутствует. Несмотря на отсутствие короны, в гелиосфере наблюдается высокоскоростной СВ со $V = 700\text{--}800$ км/с (Рис. 4: панели А и В и Рис. 3: панели А и С).

Гипотеза:

“Солнечная корона – источник солнечного ветра” – неверна.

Источником солнечного ветра может быть только фотосфера – неистощимый резервуар плазмы и энергии [11, 12].

Литература

1. Schrijver et al., 1999, SoPh. 187, 260.
2. Aschwanden et al. 2000; 541, 1059.
3. Aschwanden & Nightingale, 2005; 633, 499.
4. Achwanden & Nitta, 2000. ApJ., 535, L59.
5. Real et al., 2000. ApJ., 535, 412.
6. Real et al., 2000. ApJ., 535, 423.
7. Schrijver, 2001. SoPh. 198, 325.
8. McComas et al., 2002. GRL. V.29, N.9, P.1290.
9. McComas et al., 2003. GRL. V.30, N.10, P.1517.
10. McComas et al., 2008. GRL. V.35, N.10, L.1029.
11. Могилевский, Никольская, 2010. Геомагн. и Аэрон. т.50, №2, 153.
12. Mogilevsky & Nikolskaya, 2012. Astrophys. and Sp. Sci. Proc., V.30, 189.

ТРЁХВЕКОВОЙ СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ

Огурцов М.Г.^{1,2}

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

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

THREE-CENTENNIAL SOLAR CYCLE

Ogurtsov M.G.^{1,2}

¹Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg

²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

Proxies of solar activity, based on radiocarbon and beryllium, covering most of the Holocene were statistically analysed using both wavelet and Fourier approaches. It was shown that a significant tri-centennial (300–400 years) cyclicity is present in the both series. Evidence for the same kind of variation was found in data on flux of ¹⁰Be in Dye-3 (South Greenland, AD 1424–1985) and NGRIP (Central Greenland, AD 1389–1994) ice cores. Possible origins of the revealed quasi 300-year periodicity are discussed.

В работе были исследованы следующие косвенные индикаторы солнечной активности:

(а) Реконструкция полной солнечной радиации (TSI), полученная в работе [1] с использованием данных по концентрации ¹⁰Be, измеренной во льду Гренландии (GRIP, 72.3° N, 37.4° W) и Южного полюса. Этот ряд усреднён по 40 годам и разделён на промежутки в 5 лет. Он охватывает временной интервал 7362.5 до н. э. – 2007.5 н. э.

(б) Реконструкция числа групп пятен, полученная с использованием радиоуглеродных данных [2]. Этот ряд имеет десятилетнее разрешение. Была использована часть ряда, охватывающая временной интервал 7365 до н. э. – 1895 н.э.

(в) Погодичные данные по концентрации ¹⁰Be, измеренные в скважине Dye-3 [3] в южной Гренландии (65.18° N, 43.83° W, 2870 м), охватывающий временной интервал 1424–1985.

(г) Погодичные данные по концентрации ¹⁰Be, измеренной в скважине NGRIP (75.10° N, 42.32° W, 2917 м) в северной Гренландии [4].

Статистический анализ показал присутствие во всех рядах квази-трёхсотлетней вариации.

Кроме того, признаки трёхсотлетней вариации были обнаружены и в коротких рядах [2,3] при помощи вэйвлетного анализа.

Для проверки возможного климатического влияния были исследованы следующие индексы климата:

(а) Концентрация $\delta^{18}\text{O}$ измеренная в скважине GISP2 в центральной Гренландии (72.6° N, 38.5° W, высота 3200 м), на временном интервале 818–1987 [5, 6]. Разрешение 1–3 года.

(б) Концентрация $\delta^{18}\text{O}$ измеренная в скважине GRIP(72.35° N, 37.38° W), на временном интервале 238 до н.э.–1989 н.э. [7]. Разрешение 1–3 года.

(в) Концентрация иона Na^+ измеренная в скважине GISP2 на временном интервале 1270–1986 [8]. Временное разрешение ~2 года.

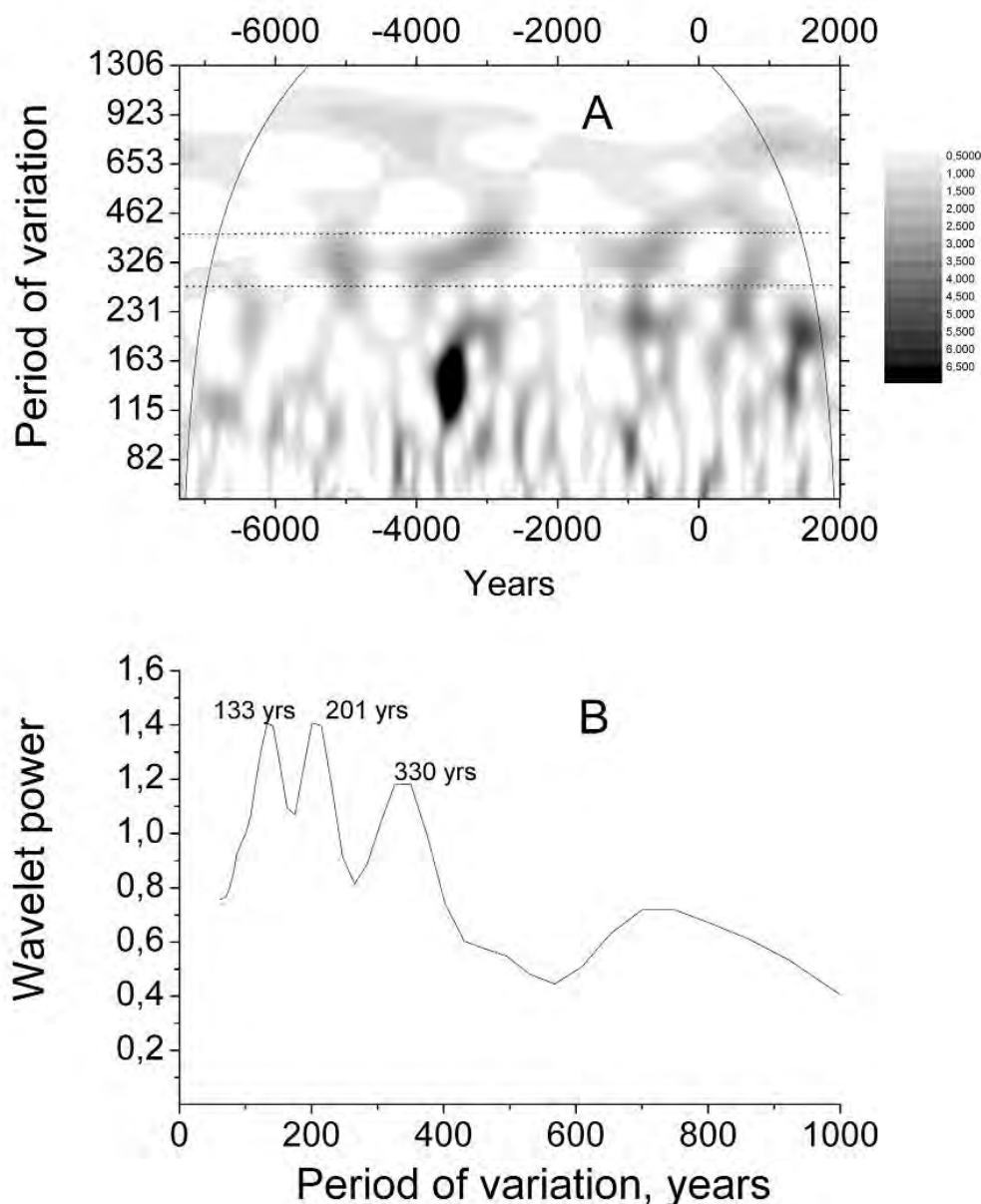


Рис. 1. А – локальный вэйвлетный спектр TSI (базис Морле) восстановленной при помощи бериллиевых данных. Б – глобальный вэйвлетный спектр.

Два ряда [5–7] являются индикаторами температуры в Гренландии а натриевый ряд представляет собой индикатор атмосферной циркуляции над гренландским ледниковым щитом (ионы натрия доставляются в Гренландию ветрами, дующими с моря).

Квази-трёхсотлетней цикличности в данных индикаторах климата Гренландии обнаружено не было.

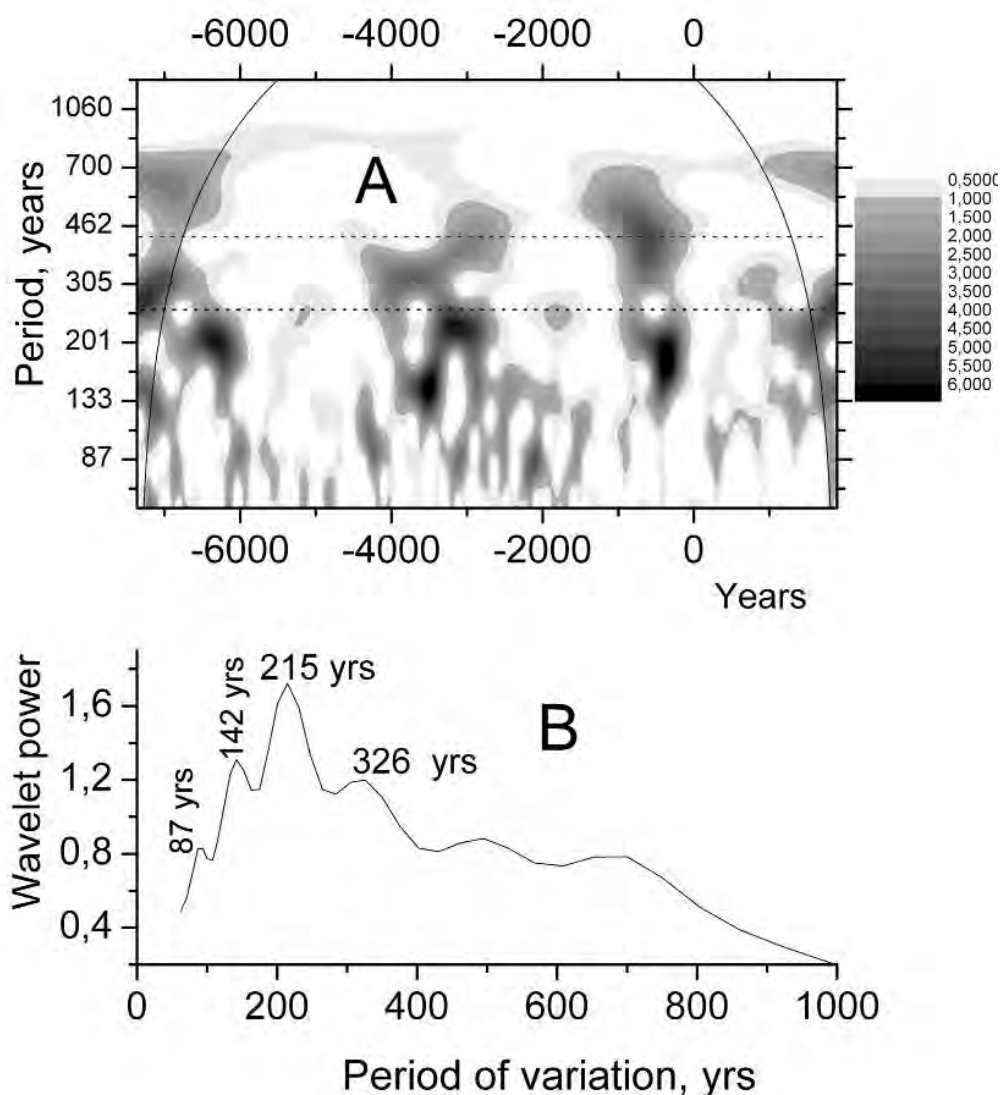


Рис. 2. **А** – локальный вэйвлетный спектр (базис Морле) групп солнечных пятен, восстановленных по радиоуглеродным данным. **В** – глобальный вэйвлетный спектр.

Это означает, что трёхвековая периодичность в солнечных индикаторах – либо: (а) вариация солнечной активности, либо (б) вариация геомагнитного момента. Для выяснения, какой из вариантов предпочтительней требуется дальнейшее исследование, в первую очередь, получение палеомагнитных данных с высоким временным разрешением.

Литература

1. *Steinhilber et al.*, 2009, Proc. Nat. Acad. Sci., 109, 5967.
2. *Solanki et al.*, 2004, Nature, 436, doi:10.1038/nature04046, E4-E5.

3. *Beer J. et al.*, 1990, *Nature*, 347, 164.
4. *Berggren A.-M., Beer J., Possnert G. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 36, L11801, doi:10.1029/2009GL038004, 2009.
5. *Stuiver M., Grootes P.M., Braziunas T.F.*, 1995, *Quat. Res.*, 44, 341.
6. *Grootes P.M., Stuiver M.*, 1997, *J. Geophys. Res.*, 102, 26455.
7. GRIP Members, 1993, *Nature*, 364, 203.
8. *Mayewski P.A. et al.*, 1997, *J. Geophys. Res.*, 102, 26345.

О ВОЗМОЖНОМ ВКЛАДЕ ВАРИАЦИЙ ПРИЗЕМНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В КОНЦЕНТРАЦИЮ РАДИОУГЛЕРОДА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

**Огурцов М.Г.^{2,1}, Дергачев В.А.², Кудрявцев И.В.^{2,1},
Наговицын Ю.А.¹, Остряков В.М.³**

¹ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

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

³Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

ON THE POSSIBLE CONTRIBUTION OF SURFACE TEMPERATURE TO THE CONCENTRATION OF RADIOCARBON IN THE EARTH ATMOSPHERE

**Ogurtsov M.G.^{2,1}, Dergachev V.A.², Koudriavtsev I.V.^{2,1},
Nagovitsun Y.A.¹, Ostryakov V.M.³**

¹Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

²Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg

³SPbGPU, St. Petersburg

Reconstruction Possible influence of the variations of surface temperature on the concentration of ^{14}C in the atmosphere is considered on the time interval 1511-1954. It is shown that taking into consideration of: (a) rate of exchange between atmosphere and ocean, (b) concentration of CO_2 in the Earth's atmosphere can improve accordance between experimental and calculated curves of $\Delta^{14}\text{C}$. Directions of further research is discussed.

В данной работе были рассмотрены: (а) зависимость от приземной температуры скорости перехода ^{14}C из атмосферы в поверхностные слои океана λ_{as} , (б) влияние на концентрацию ^{14}C в атмосфере колебаний температуры в океане, вызванных изменениями приземной температуры. Это исследование было проведено при помощи следующего алгоритма:

а) была определена глобальная скорость образования ^{10}Be в атмосфере Земли $Q_{^{10}\text{Be}}$ (ат см⁻² с⁻¹) с использованием данных по потоку $F_{^{10}\text{Be}}$, (ат см⁻² с⁻¹) измеренному в скважине NGRIP [1], полагая, что $Q_{^{10}\text{Be}} \approx F_{^{10}\text{Be}}$.

б) Из $Q_{^{10}\text{Be}}$ была вычислена глобальная скорость образования ^{14}C в атмосфере Земли $Q_{^{14}\text{C}}$;

в) вычисленная величина $Q_{^{14}\text{C}}$ была подана на вход углеродообменной системы и рассчитана величина $\Delta^{14}\text{C}$ в атмосфере Земли.

г) концентрация радиоуглерода $\Delta^{14}\text{C}$, рассчитанная при помощи данных по ^{10}Be , была сопоставлена с $\Delta^{14}\text{C}$, измеренной Стуйвером и Бразиунасом [2];

д) коэффициенты углеродообменной системы λ_{sa} и λ_{as} , а также концентрация [$^{12}\text{CO}_2$] в атмосфере Земли варьировались в зависимости от тем-

пературы, и исследовалось, насколько согласие данных расчёта с данными измерений от этого изменяется.

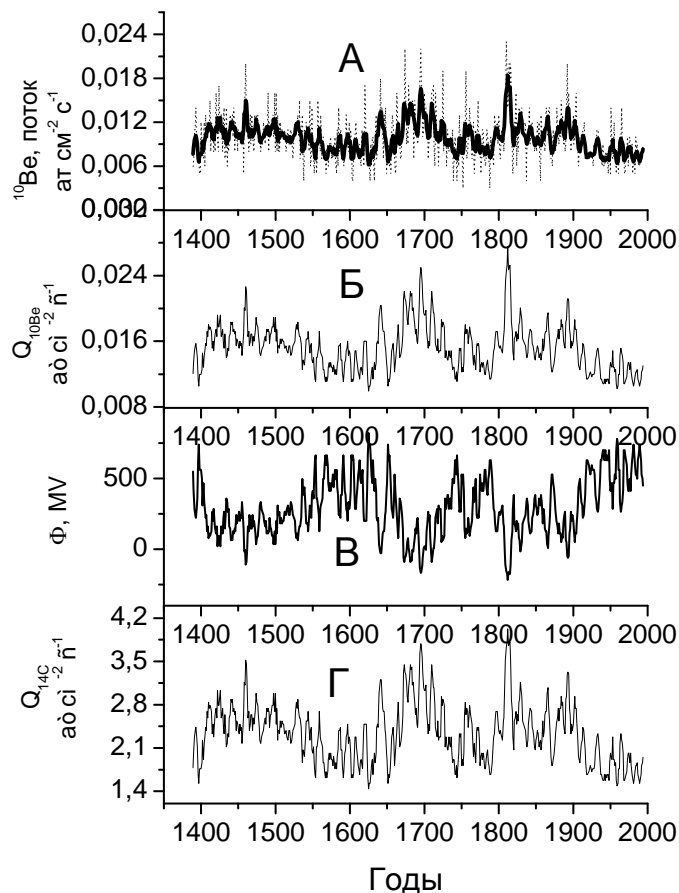


Рис. 1. А – поток ^{10}Be , измеренный в скважине NGRIP, жирная линия – данные, сглаженные по 5 годам; Б – глобальная скорость образования $Q_{^{10}\text{Be}}$ в атмосфере Земли; В – модуляционный параметр; Г – глобальная скорость образования радиоуглерода $Q_{^{14}\text{C}}$, рассчитанная из данных по потоку ^{10}Be в скважине NGRIP.

Расчёт глобальной скорости образования ^{14}C в атмосфере Земли $Q_{^{14}\text{C}}$ из бериллиевых данных проиллюстрирован Рисунком 1. Вариации концентрации углекислого газа в атмосфере Земли рассчитывались согласно оценкам [3], из которых следует, что изменение средней (усреднённой по глубине) температуры океана на один градус изменяет концентрацию $[\text{CO}_2]$ в атмосфере на 5.7%:

$$\frac{\Delta[\text{CO}_2]}{\Delta T_o} = 0.057. \quad (1)$$

Средняя по глубине температура океана вычислялась путём решения уравнения теплопроводности:

$$\frac{\partial T_o(z,t)}{\partial t} = K_z \frac{\partial^2 T_o(z,t)}{\partial z^2} + w_z^{mv} \frac{\partial T_o(z,t)}{\partial z}, \quad (2)$$

где z – глубина (м), K_z – коэффициент вертикальной диффузии ($\text{м}^2 \times \text{год}^{-1}$), w_z^{uw} – глобально-осреднённая скорость апвеллинга ($\text{м} \cdot \text{год}^{-1}$). Глубина в данном случае – расстояние по вертикали от нижней границы перемешанного слоя (его толщина 75–150 м).

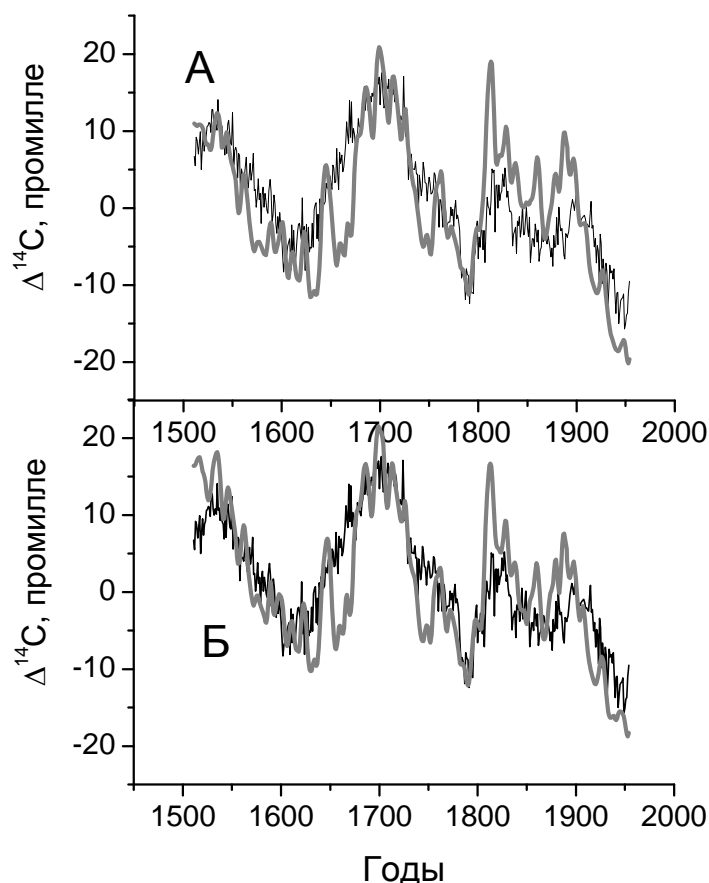


Рис. 2. А – Чёрная линия – $\Delta^{14}\text{C}$, измеренная в работе Stuiver and Braziunas [2] и скорректированная на эффект Зюсса [5]. Серая линия – $\Delta^{14}\text{C}$, рассчитанная с использованием данных по потоку ^{10}Be в скважине NGRIP без учёта влияния температуры на концентрацию CO_2 в атмосфере и на параметры λ_{as} и λ_{sa} [5]. Б – серая линия – $\Delta^{14}\text{C}$, рассчитанная с использованием данных по потоку ^{10}Be в скважине NGRIP и с учётом влияния температуры ($\Delta T_M(t)$) на параметры λ_{as} и λ_{sa} и на концентрацию CO_2 в атмосфере.

В качестве временного ряда изменения поверхностной температуры бралась палеореконструкция Моберга [4]. На Рисунке 2 показаны кривые концентрации ^{14}C , рассчитанные как с учётом влияния температуры на: (а) скорости обмена между атмосферой и поверхностным слоем океана и (б) концентрацией CO_2 в атмосфере Земли, рассчитанной по формуле (1) (связанные с вариациями температуры воды в океане), сопоставленные с кривой, измеренной в эксперименте.

Как видим из Рисунка 2, различия между двумя вариантами имеются – расчётная кривая, полученная с учётом влияния температуры согласуется с

экспериментальной хуже в начале 16-го века, но лучше на большей части 16-го века, в начале 17-го и в 19-м. В итоге без учёта температуры средне-квадратичное отклонение рассчитанного ряда от экспериментального равно 5.9‰, а с учётом – 5.4‰.

Таким образом, работе была проведёна оценка влияния вариаций приземной температуры на концентрацию радиоуглерода в атмосфере Земли. Учитывались два фактора:

а) зависимость скорости перехода ^{14}C из атмосферы в океан и из океана в атмосферу от приземной температуры,

б) влияние на концентрацию CO_2 в атмосфере колебаний средней температуры Мирового Океана, вызванных изменениями приземной температуры.

Оказалось, что учёт вышеуказанных факторов при использовании в качестве приземной температуры палеореконструкции Моберга и др. [4] позволяет улучшить согласие экспериментальных данных с результатами расчёта на временном интервале 1511–1954 гг.

Литература

1. *Berggren A.-M., Beer J., Possnert G. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 36, L11801, doi:10.1029/2009GL038004, 2009.
2. *Stuiver M., Braziunas T.* // *The Holocene.* V. 3(4), P. 289, 1993.
3. *Eriksson E.* // *J. Geophys. Res.*, V. 68(13), 3871–3876. 1963.
4. *Moberg A. et al.*, 2005, *Nature*, V. 433, P. 613.
5. *Ogurtsov M.G.* // *Sol. Phys.* V. 231(1–2), P. 167–176, 2005.

ЭВОЛЮЦИЯ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ И СОДЕРЖАНИЯ ЛИТИЯ НА СОЛНЦЕ

Орешина А.В., Батурин В.А., Горшков А.Б.

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

EVOLUTION OF THE CONVECTIVE ZONE AND LITHIUM ABUNDANCE ON THE SUN

Oreshina A.V., Baturin V.A., Gorshkov A.B.

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

Evolution of the ${}^7\text{Li}$ abundance in the convective zone of the Sun is considered to explain its photosphere low value. Lithium is intensively burned on the early stage of evolution (pre-Main Sequence, pMS) when the radiative core is formed, and then its abundance slowly decreases during the Main Sequence (MS). We study the rates of the lithium burning on these two stages.

In the classical model of the Sun, without pMS and without the convective mixing (overshooting) under the convective zone bottom, lithium abundance does not decrease significantly on the MS.

New seismological data indicate the existence of the overshooting region with thickness of about half of pressure scale ($\sim 0.5H_p$) which corresponds to 3.8% of solar radius. The lithium abundance depends on the structure of this zone, but even in this case lithium cannot be burned on the MS. We conclude that main part of lithium should be burned on the pre-Main Sequence; the overshooting value $\sim 0.18H_p$ is enough to attend the observed lithium depletion.

1. Постановка задачи

Обилие лития, полученное из спектральных наблюдений Солнца, в 160 раз меньше полученного из химического анализа метеоритов [1]. Вопрос о причинах этого расхождения остается сегодня открытым. В нашей работе мы придерживаемся классической гипотезы, согласно которой первоначальное обилие лития на Солнце было таким же, как в остальной солнечной системе и в современных метеоритах, но в процессе эволюции литий сгорел в ядерной реакции ${}^7\text{Li} (p,\alpha) {}^4\text{He}$.

Поскольку внутри конвективной зоны происходит интенсивное перемешивание вещества, то фотосферное содержание лития характеризует всю конвективную зону (КЗ). Максимальная скорость горения лития достигается на дне КЗ, где температура максимальна. С развитием гелиосейсмологии в конце восьмидесятых – начале девяностых годов были получены весьма точные оценки радиуса основания КЗ и температуры в ее основании: $T_{\text{czb}} \approx 2.2$ млн. К [2]. При такой температуре скорость горения лития

слишком мала, и его содержание слабо меняется на главной последовательности (ГП). Таким образом, проблема низкого содержания лития на Солнце состоит в объяснении существования "достаточно старой" звезды с малой скоростью изменения лития в "холодной" конвективной зоне.

В работе мы рассчитываем эволюцию Солнца, учитываем в модели новые гелиосейсмические данные об области дополнительного перемешивания под конвективной зоной и анализируем скорость горения лития на разных этапах эволюции. Моделирование эволюции звезды выполнено с помощью программы CESAM2k [3]. Мы провели также пост-модельные расчёты эволюции химического состава, основанные на модели S [2].

2. Результаты

2.1. Модель без дополнительного перемешивания

В эволюции Солнца до современного возраста (4.6 млрд. лет) можно выделить две сильно отличающиеся стадии. Короткая начальная стадия (до 30 млн. лет) до главной последовательности характеризуется возникновением и быстрым ростом лучистого ядра. Звезда в начале этой стадии полностью конвективная (рис. 2). Она начинается с момента, когда температура сжимающейся протозвезды растёт и достигает в центре примерно 3.9 млн. К, вещество становится прозрачным, и конвекция прекращается – возникает лучистое ядро. Звезда продолжает сжиматься и нагреваться, лучистое ядро расширяется, а конвективная оболочка сокращается. При этом в основании КЗ температура понижается от 4 до 2.3 млн. К.

Следующая, длительная стадия (порядка 4.5 млрд. лет) – квазистационарная эволюция звезды на главной последовательности. Она наступает, когда кинетическая энергия сжатия становится мала. Тонкая к тому моменту конвективная оболочка и дальше сжимается, температура в основании КЗ понижается от 2.3 до 2.1 млн. К.

Содержание лития в конвективной зоне уменьшается за время всей эволюции Солнца всего в 7 раз, причём основная часть сгорает на ранней стадии, до ГП. Хотя длительность этой стадии в 150 раз меньше ГП, температура в основании КЗ достигает 3.9 млн. К, в результате чего скорость горения лития оказывается выше на 4 порядка, чем на стадии ГП.

2.2. Гелиосейсмическая модель перемешивания на стадии главной последовательности

Выполненный нами анализ гелиосейсмических данных [4] свидетельствует о том, что под дном КЗ имеется область дополнительного перемешивания (ОДП), простирающаяся на глубину 3.8% солнечного радиуса. Этот эффект был включён нами в пост-модельные расчёты химического состава, основанные на классической модели эволюции Солнца [2] (заметим, что она описывает только стадию ГП). Дополнительное частичное перемешивание учитывалось путём увеличения коэффициентов концентрационной диффузии. Коэффициент увеличения получен в работе [4] на ос-

нове согласования гелиосейсмического и теоретического профилей скорости звука. Температура в основании области перемешивания на 0.3 млн. К выше, чем на дне КЗ, что однако приводит к ускорению выгорания лития на ГП лишь на 5% (рис. 1). Даже в предположении полного перемешивания в этой области (как в КЗ) мы получаем дополнительное уменьшение содержания лития только на 20%. Таким образом, современные гелиосейсмические данные ограничивают область перемешивания и не позволяют существенно понизить содержание лития на главной последовательности.

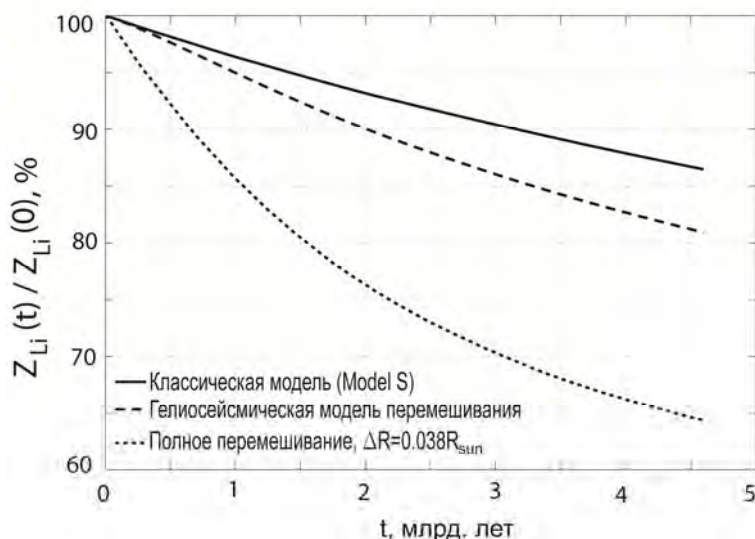


Рис. 1. Уменьшение содержания лития в конвективной зоне на стадии главной последовательности, полученное с учётом и без учёта перемешивания.

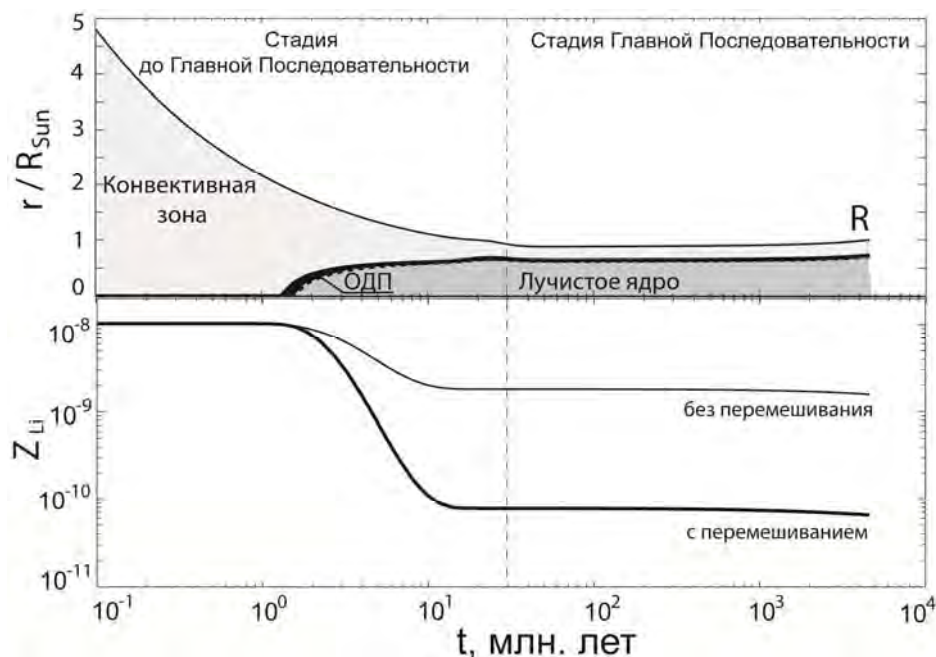


Рис. 2. Эволюция конвективной зоны и содержания лития в модели без области дополнительного перемешивания (ОДП) и в модели с дополнительным перемешиванием.

2.3. Перемешивание на стадии до главной последовательности

В отличие от стадии ГП, предположение о слабоизученном дополнительном перемешивании на ранней стадии эволюции "легко" может объяснить уменьшение содержания лития в КЗ в 160 раз (рис. 2). Это достигается при толщине области дополнительного перемешивания порядка $0.18H_p$, где $H_p = -(dr/dP)P$ – шкала высоты по давлению. Скорость горения лития резко возрастает, так как температура в этом случае достигает 4.2 млн. К, в то время как на дне КЗ – 3.9 млн. К.

3. Выводы

1. В эволюционной модели Солнца, включающей стадию сжатия до ГП, без дополнительного перемешивания под дном КЗ содержание лития уменьшается примерно в 7 раз, причём основное выгорание происходит на раннем этапе эволюции до главной последовательности.

2. Введение в расчёты максимально допустимого (по данным геосейсмологии) дополнительного перемешивания на главной последовательности приводит к выгоранию лития лишь на 20%.

3. Низкое наблюдаемое обилие лития на Солнце может быть объяснено наличием области дополнительного перемешивания глубиной $0.18H_p$ на раннем этапе эволюции до главной последовательности.

Литература

1. *M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, P. Scott, Annu. Rev. Astron. Astrophys., 47, 481 (2009).*
2. *J. Christensen-Dalsgaard, W. Dappen, S.V. Ayukov et al., Science 272, 1286 (1996).*
3. *P. Morel, Y. Lebreton, Astrophys. and Space Science, 316(1–4), 61 (2008).*
4. *А.Б. Горшков, В.А. Батулин (в этом сборнике).*

ON THE POSSIBILITY OF MEASUREMENT OF THE PITCH-ANGLE DIFFUSION COEFFICIENT AT $\theta \sim 90^\circ$

Ostryakov V.M.

St. Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПИТЧ-УГЛОВОГО РАССЕЙЯНИЯ ВБЛИЗИ $\theta \sim 90^\circ$

Остряков В.М.

Санкт-Петербургский государственный Политехнический Университет

Известно, что квазилинейная теория питч-углового рассеяния частиц МГД-турбулентностью приводит к особенностям вблизи питч-углов $\theta = 90^\circ$. В работе предложен простой способ измерения коэффициента питч-угловой диффузии в этой области, который основан на регистрации анизотропии потока обратно-рассеянных вспыхивающих частиц. Эта возможность обусловлена взаимным геометрическим расположением области вспыхивающей части архимедовой спирали, по которой распространяются вспыхивающие частицы, и регистрирующего прибора. Наиболее надёжно эта схема может работать для протонов от распада солнечных нейтронов для окололиम्бовых вспыхиваний. В этом случае будут регистрироваться только протоны, испытавшие обратное рассеяние вблизи $\theta = 90^\circ$, тогда как интенсивность прямого потока будет сильно ослаблена. Измерение временного хода анизотропии частиц в такой геометрии (при известном источнике) позволит выбрать наиболее адекватную модель их рассеяния в области питч-углов $\theta = 90^\circ$.

Introduction

The theory of solar charged particle propagation in the interplanetary (IP) medium started more than half a century ago. First approaches were rather simple and represented spherically-symmetric diffusion with sources located on the surface of the Sun [1]. Diffusion coefficients in such models and their dependence on particle properties, heliocentric distance, etc. were chosen phenomenologically to fit the available experimental data. Further development of the theory revealed the necessity to take into account more complicated phenomena such as convection, adiabatic deceleration in the expanding solar wind flow, magnetic focusing, pitch-angle scattering and some other effects [2]. It was a consequence of more ample experimental data on the particular properties of solar particles (intensity time profiles, energy spectra, anisotropy etc.). These properties could be successfully accounted for within the contemporary models of particle propagation in the IP medium.

One of the parameters of such modeling is the pitch-angle diffusion coefficient $D_{\mu\mu}$ (μ – pitch angle cosine, $\mu = \cos\theta$), which describes the interaction of particles with turbulence. The turbulence may be represented, for example, by magnetohydrodynamic waves of various types with random phases. This param-

eter ($D_{\mu\mu}$) determines the anisotropic stage of particle propagation. It can be calculated considering the resonant wave-particle interaction.

Here we propose an experiment in which the time profile of flare particle anisotropy depends mainly on the scattering strength at the boundary $\mu = 0$. This in turn allows one to estimate the value of $D_{\mu\mu}$ and, hence, to choose an adequate model for particle scattering in this angular domain.

Pitch-angle diffusion coefficient

Very simple considerations allow one for a qualitative estimation of the pitch-angle diffusion coefficient independent of μ , $D_{\mu\mu} \sim v/\ell$, where v is the particle velocity, and ℓ is the particle mean free path along the IP magnetic field. More precise calculations of $D_{\mu\mu}$ based on the quasilinear plasma theory were made by several authors for different types of waves (see, e.g., an early paper [3] and recent results presented in [4, 5]). The quasilinear formalism results in the asymptotics $D_{\mu\mu} \rightarrow 0$ as $\mu \rightarrow 0$ which yields the infinite value of the mean free path along the magnetic field. This fact is of decisive importance when considering the anisotropic stage of particle propagation. Namely, the $D_{\mu\mu} \rightarrow 0$ asymptotics as $\mu \rightarrow 0$ does not allow a particle to pass over such a barrier. This contradicts numerous experiments none of which shows any traces of such a peculiarity. Moreover, the anisotropic stage of solar events turns out to be significantly shorter (hours) than the subsequent isotropic stage. That means that the pitch-angle scattering at the $\mu = 0$ boundary is quite intensive. This problem was specifically named in the literature as "problem of particle scattering at $\mu = 0$ ($\theta \sim 90^\circ$)" [6]. To solve it one has to invoke different types of nonlinear processes (at least on a phenomenological level), e.g., account of the second-order terms in the expansions within the quasilinear approach, nonstationarity of plasma turbulence, resonance broadening [2, 7], and so on. However, all these approaches are exclusively theoretical ones. Therefore, experimental data on $D_{\mu\mu}$ at $\mu = 0$ are highly desirable (they could be even decisive) to choose a relevant theoretical model for particle scattering at $\mu = 0$.

Scheme of the experiment

Clearly, to estimate the pitch-angle diffusion coefficient it is necessary to study the anisotropic stage of the flare events. Usually the flare particles represent the mixture of direct and inverse (back-scattered) fluxes which could be hardly separated. They may be supplemented by the particles from "nearby" magnetic field lines due to the perpendicular diffusion with respect to the magnetic field lines. Therefore, choosing the corresponding geometry of the experiment is of great importance when estimating the value of $D_{\mu\mu}$ and its dependence on μ . A plausible location of the experiment is shown in Figure 1. From this figure it is clearly seen that the detector must be located in the shadow region of a flare (in other words, the behind-limb flares are to be investigated). In

this case the main part of primary protons would propagate along the field line A of the Archimedean spiral substantially separated from the line B where the detecting instrument is located.

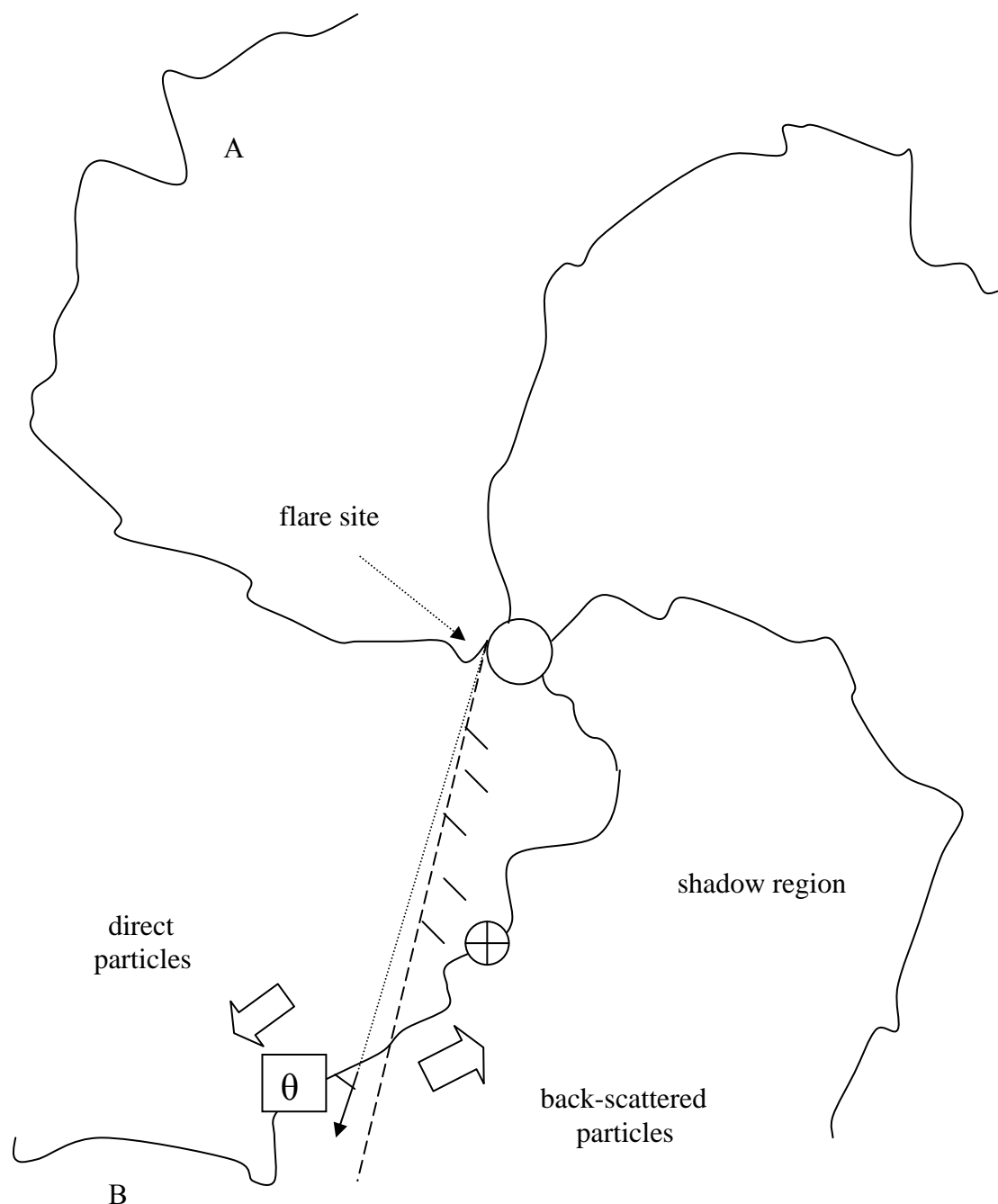


Figure 1. The scheme of possible observation (at location \oplus) of flare particles at their pitch-angle scattering to the reverse hemisphere ($\theta > 90^\circ$) due to nonlinear interactions with turbulence. The most favorable conditions for measurements may be provided by neutron-decay protons.

So, these particles inevitably have to diffuse perpendicular to the magnetic field lines. This kind of diffusion is much weaker than that along the magnetic field. However, considering the protons originating from neutron decay (instead

of the primary protons) one may calculate their number on a field line just at the detecting site without additional scattering outside the line B [8]. It occurs because the solar neutrons propagate freely approaching the detector much earlier than the primary protons. These particles initially have $\mu > 0$ (for the behind-limb flares). Hence, their detection is possible only after the particle pitch-angle transfers to the $\mu < 0$ hemisphere. Notice, however, that the neutron-decay protons (tens to hundreds of MeV) are rather rare in solar flares. So far only several flares are known where the identification of such particles was made by the early arrival to the detector.

Conclusion

A simple method of back-scattered particle detection is proposed. It relies on specific locations of particle source (flare site), detecting probe, and part of the Archimedean spiral along which the particles propagate. In the proposed geometry the direct particle flux is significantly depressed for the behind-limb flares. Such an experiment would be most efficient for protons from neutron decay, which are able to probe scattering conditions "locally". Their decay in the vicinity of the magnetic field line, where the detecting probe is located, inevitably results in the initial direction at $\mu > 0$. Therefore, their detection in a shadow region (Figure 1) would be a consequence of their transition through the boundary $\mu = 0$. As a result, the anisotropy time profile of such particles may give the estimate of the pitch-angle diffusion coefficient in this important angular domain. This, in turn, may give us a unique possibility to choose an adequate model of particle scattering at $\mu = 0$.

One should note, however, that it is also necessary to know the properties of test particles in their source which could be found out with additional data on gamma-ray emission from the same flares.

References

1. *Dorman L.I., Miroshnichenko L.I.* Solar Cosmic Rays, M.: Nauka, 468 P., 1968 (in Russian).
2. *Toptygin I.N.* Cosmic Rays in the Interplanetary Magnetic Fields, Dordrecht, D.Reidel Publ. Co., 387 P., 1985.
3. *Jokipii R.* // *Astrophys. J.* 1966. V. 146. P. 480.
4. *Srinivasan S., Shalchi A.* // *Astrophys. Space Sci.* 2014. V. 350. № 1. P. 197.
5. *Tautz R.C., Shalchi A., Schlickeiser R.* // *Astrophys. J.* 2008. V. 685. L165.
6. *Shalchi A.* // *Nonlinear cosmic ray diffusion theories.* *Astrophys. and Space Science Library.* DOI: 10.1007/978-3-642-00309-7_3, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2009.
7. *Fedorenko V.N., Ostryakov V.M.* // *Astrophysics.* 1987. V. 26. № 2. P. 175.
8. *Kurganov I.G., Ostryakov V.M.* // *Geomagnetizm i Aeronomiya.* 1992. V. 32. № 3. P. 149 (in Russian).

УСКОРЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Подгорный И.М.¹, Подгорный А.И.²

¹*Институт астрономии РАН, г. Москва*

²*Физический институт РАН им. П.Н. Лебедева, г. Москва*

SOLAR COSMIC RAY ACCELERATION AND PROPAGATION

Podgorny I.M.¹, Podgorny A.I.²

¹*Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia*

²*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

The analysis of GOES measurements showed that the prompt component of high-energy protons arrives to the Earth orbit with the transit time if the flare is occurred in the western part of the solar disk. The delayed component begins to register in a few hours. The prompt component of particles propagates along the magnetic lines of the Archimedes spiral. The prompt component is not recorded on the Earth from flares that have occurred in the eastern part of the solar disk. Duration of the delayed component reaches several days. The delayed component arrives in several hours. It can propagate across the magnetic field together with solar wind and by the diffusion due to interaction with the magnetic field fluctuation.

Введение

Каждая вспышка обладает своими индивидуальными характеристиками. Отдельные явления могут доминировать, а другие практически отсутствовать. Наибольшей индивидуальностью обладают протонные вспышки. Однако отчетливо прослеживается различие протонных вспышек, возникших на западной и восточной частях солнечного диска. Настоящая работа направлена на выяснение этих различий и анализ их причин. Используются результаты измерений аппаратов GOES [1].

Длительность потока протонов большой энергии составляет несколько суток т. е. значительно превосходит длительность рентгеновских импульсов, в то время как длительность γ -импульса 2.22 МэВ, вызванного радиационным захватом протоном нейтрона на поверхности Солнца, с образованием дейтрона не превышает длительности рентгеновского импульса. Это указывает на формирование регистрируемого потока протонов при его распространении в межпланетной среде.

Результаты теории и данные измерений, а также численное МГД моделирование [2, 3], в котором начальные и граничные условия задаются из измерений предвспышечного состояния активной области, показало, что энергия для вспышки накапливается в магнитном поле токового слоя. Положение вычисленного токового слоя совпадает с наблюдаемым источником теплового рентгеновского излучения [4]. Слой образуется за несколько десятков часов до вспышки. Взрывная диссипация магнитной энергии

происходит при переходе слоя в неустойчивое состояние, возникает вспышка [5].

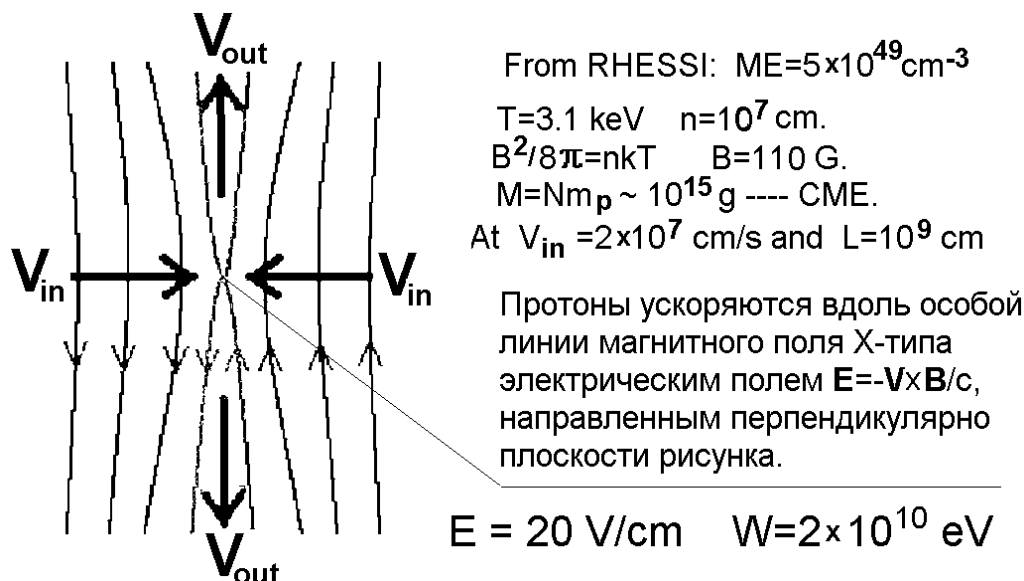


Рис. 1. Ускорение протонов в токовом слое при магнитном пересоединении.

Измерения на мировой сети нейтронных мониторов показали, что отдельные мощные вспышки сопровождаются потоком релятивистских протонов. Обработка показаний сети магнитометров позволяет определить динамику энергетического спектра вспышечных протонов частиц и углового распределения векторов их скорости. При протонной вспышке, происшедшей на западной части солнечного диска, мониторы начинают регистрировать поток протонов через интервал времени около 20 мин, соответствующий пролетному времени релятивистских частиц вдоль линии магнитного поля спирали Архимеда. Длительность этого потока, обладающего экспоненциальным спектром $dn/dW \sim \exp(-W/W_0)$, составляет 20–30 мин. Эта, так называемая быстрая, компонента потока протонов сильно анизотропна – вектор скорости частиц направлен вдоль линии поля спирали Архимеда. Частицы быстрой компоненты, двигаясь вдоль линий межпланетного магнитного поля, не испытывают рассеяния. Они несут информацию о механизме ускорения. Затем через несколько десятков минут поток протонов становится изотропным – приходит запаздывающая компонента, которая имеет степенной спектр $dn/dW \sim W^{-k}$, где $k \sim 4$ [6, 7].

Начальные и граничные условия в численном эксперименте, моделирующем вспышечный токовый слой, используемый для изучения механизма ускорения, задавались из измерений магнитного поля активной области перед вспышкой. Показано [7, 8], что ускорение релятивистских протонов происходит в токовом слое электрическим полем Лоренца $\mathbf{E} = \mathbf{V}_{in} \times \mathbf{B}_{cs}/c$ вдоль особой линии X-типа (Рис. 1). Здесь \mathbf{V}_{in} – скорость пересоединения линий магнитного поля, \mathbf{B}_{cs} – магнитное поле токового

слоя. Измеренный и расчетный спектры быстрой компоненты совпадают при скорости магнитного пересоединения в слое 2×10^7 см/с. Ускорение частиц полем Лоренца вдоль нулевой линии магнитного поля было продемонстрировано в мощных импульсных разрядах (пинчах) [9].

В работе [7] образование запаздывающей компоненты потока протонов объясняется приходом тех частиц, которые, как и частицы быстрой компоненты, ускорились в токовом слое, но не попали на линии поля, соединяющие вспышку с магнитосферой Земли. Эти частицы, захваченные магнитным полем, вмороженным в плазму солнечного ветра, должны дрейфовать поперек линий магнитного поля со скоростью солнечного ветра. В дрейфовом приближении такой перенос протонов происходит в скрещенных полях - в магнитном поле межпланетной среды \mathbf{B} и электрическом поле Лоренца $\mathbf{E} = -\mathbf{V}_{sw} \times \mathbf{B}/c$, генерируемом потоком плазмы ветра. Здесь \mathbf{V}_{sw} – скорость солнечного ветра. Не исключена также возможность диффузии поперек поля за счет рассеяния протонов на неоднородностях магнитного поля. При рассеянии скорость переноса протонов к Земле должна возрасти и может происходить изменение их спектра. На единый механизм генерации быстрой и запаздывающей компонент протонов высокой энергии указывают одинаковый диапазон энергий регистрируемых частиц и мало отличающиеся величины потоков быстрой и запаздывающей компонент, независимо от мощности протонного события.

В настоящей работе проведен анализ измерений протонов на аппаратах GOES, где, в отличие от нейтронных мониторов, измерения производились широкоугольным регистратором потоков, т. е. в каждый момент времени измерялись потоки протонов независимо от степени их анизотропии.

Потоки ускоренных протонов от западных и восточных вспышек

На Рис. 2 представлено сравнение типичных случаев протонных событий от вспышек, происшедших на западе и востоке диска Солнца. Главные закономерности потоков протонов, регистрируемых аппаратом GOES:

1. Не все вспышки сопровождаются потоком протонов высокой энергии.

2. Длительность потоков протонов составляет несколько суток, в то время как длительность вспышки, определенная по рентгеновским импульсам и импульсам гамма линий ядерных реакций, вызванных протонами, не превышает десятков минут.

3. Фронт прихода протонов от западных вспышек крутой, не превышает 10 минут, а фронт восточных вспышек пологий, длительностью несколько часов.

4. Протоны от западных вспышек начинают регистрироваться через 20–30 минут после начала вспышки. Это запаздывание соизмеримо с вре-

менем пролета ускоренными протонами вдоль линии магнитного поля спирали Архимеда. Конфигурация линий типа спирали Архимеда формируется из-за вытягивания линий магнитного поля вращающегося Солнца потоком плазмы. При скорости солнечного ветра $5 \cdot 10^7$ см/с линия поля в районе орбиты Земли отклоняется на угол около $\pi/4$.

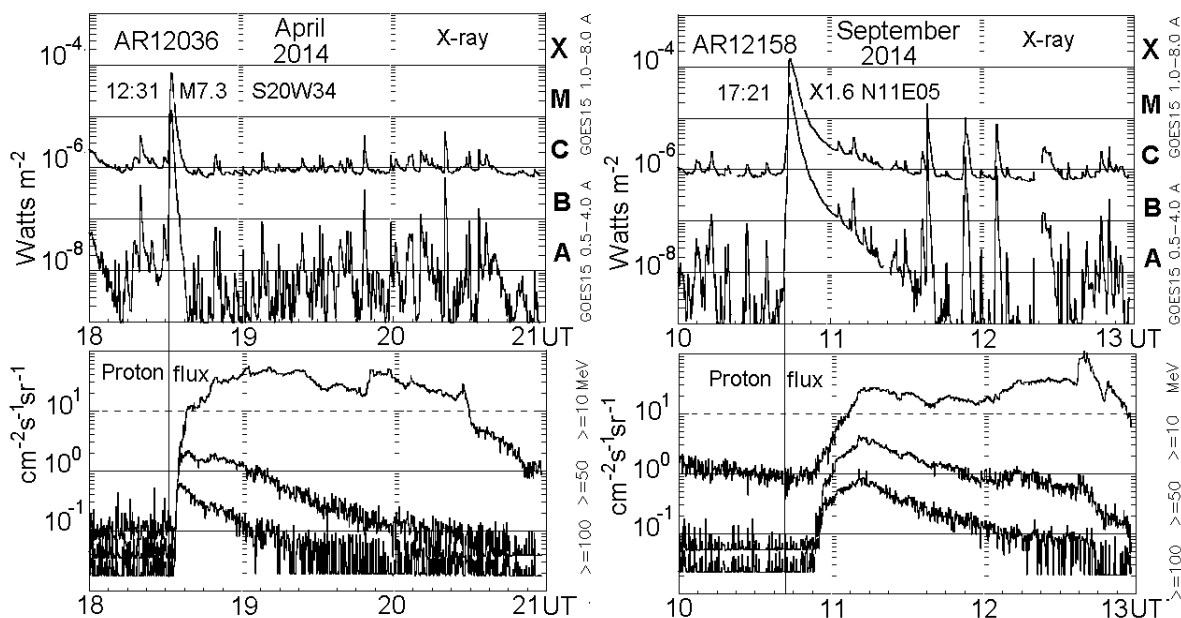


Рис. 2. Типичные потоки протонов от западной и восточной вспышек.

Протоны от восточных вспышек начинают регистрироваться через ~ 5 час после начала вспышки. Для прихода к Земле от восточных вспышек протоны должны дрейфовать поперек магнитного поля вместе с плазмой солнечного ветра, т. к. не существует линий спирали Архимеда, связывающих вспышку с магнитосферой Земли. При скорости солнечного ветра $5 \cdot 10^7$ см/с задержка их прихода к Земле должна составлять около 3 суток. По-видимому, скорость переноса протонов к Земле поперек поля возрастает за счет диффузии из-за рассеяния на флуктуациях магнитного поля. Такое рассеяние может привести к изменению спектра запаздывающих протонов, наблюдаемого в измерениях на нейтронных мониторах. В настоящее время проблема распространения солнечных космических лучей поперек магнитного поля не может считаться окончательно решенной.

На Рис. 3 представлен редкий случай, когда два протонных события произошли с интервалом менее двух суток в различных областях Солнца. Справа фронты прихода протонов и рентгеновские импульсы представлены в растянутом временном масштабе. Событие 6.01.2014 в 7:30 зарегистрировано после очень слабого вспышечного импульса рентгеновского излучения C2.1. Такие слабые вспышки, происходящие на видимом диске Солнца, никогда не генерировали потока протонов. Вспышка C2.1 согласно данным RHESSI принадлежит активной AO11936, находившейся по

данным монитора на лимбе (S15W89). По-видимому, рентгеновское излучение в основном генерировалось на обратной стороне Солнца. Зарегистрированное рентгеновское излучение могло приходить вдоль касательной к поверхности Солнца. Значительная его часть была экранирована самим Солнцем, а оценка вспышки как C2.1 сильно занижена. Протоны начали регистрироваться через ~20 мин после начала этой вспышки и обладали крутым фронтом, типичным для больших протонных западных вспышек. Поток протонов мог приходить к Земле с обратной стороны Солнца вдоль магнитной линии спирали Архимеда.

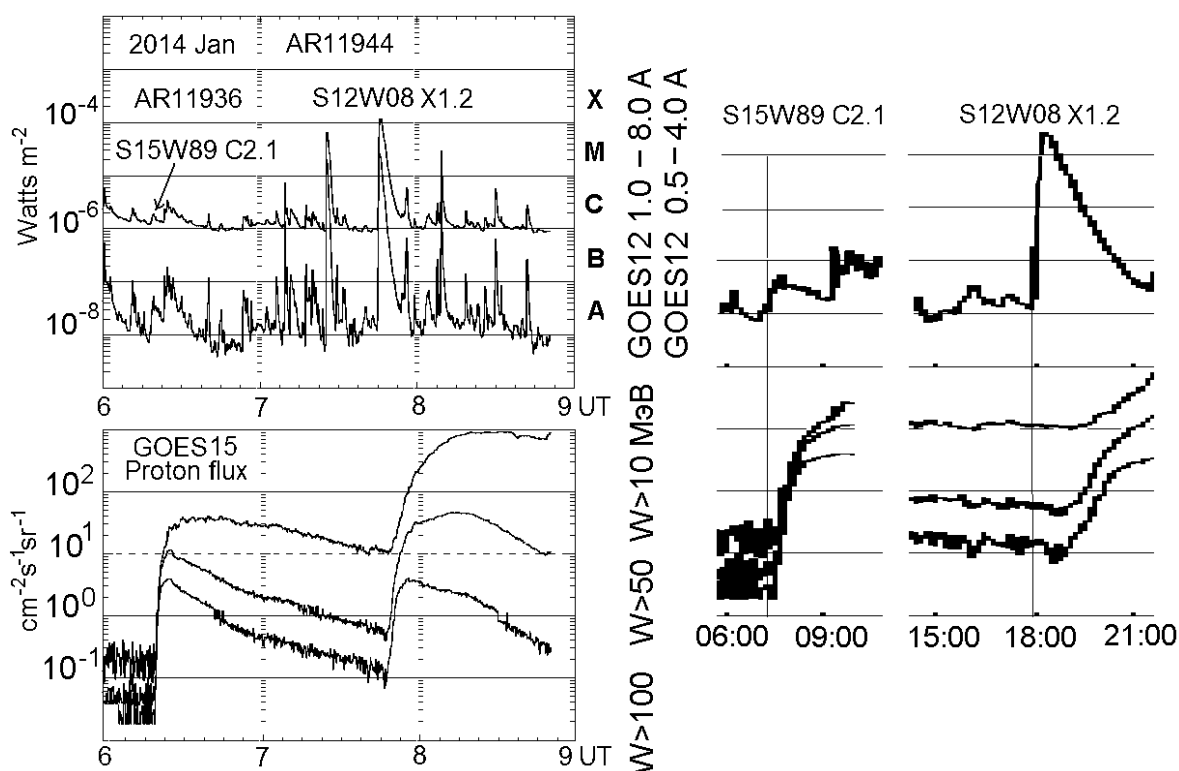


Рис. 3. Справа показаны вспышки и фронты потоков протонов для западной лимбовой и восточной вспышек в растянутом масштабе времени.

Необычный случай представлен на Рис. 4а. Поток протонов от западной вспышки медленно (~12 ч) нарастал. Событие произошло после серии больших вспышек и корональных выбросов. Линии, соединяющие вспышку с магнитосферой, могли отсутствовать из-за искажения поля.

Ряд авторов объясняет большую длительность потока протонов действием двух механизмов ускорения: сначала группа протонов ускоряется во вспышке, а затем другая группа ускоряется в ударной волне, генерируемой корональным выбросом. На единый механизм генерации быстрой и запаздывающей компонент протонов во вспышке указывает отсутствие запаздывающей компоненты у двух вспышек класса X1.5, происшедших вблизи западного лимба в активной области AR10314 (Рис. 4б). Обе вспышки произвели большие корональные выбросы, однако вызвали очень

слабый поток протонов быстрой компоненты (менее одной частицы на (стер сек см²)) и полное отсутствие запаздывающего потока. Корональные выбросы не произвели генерации запаздывающей компоненты. Отсутствие

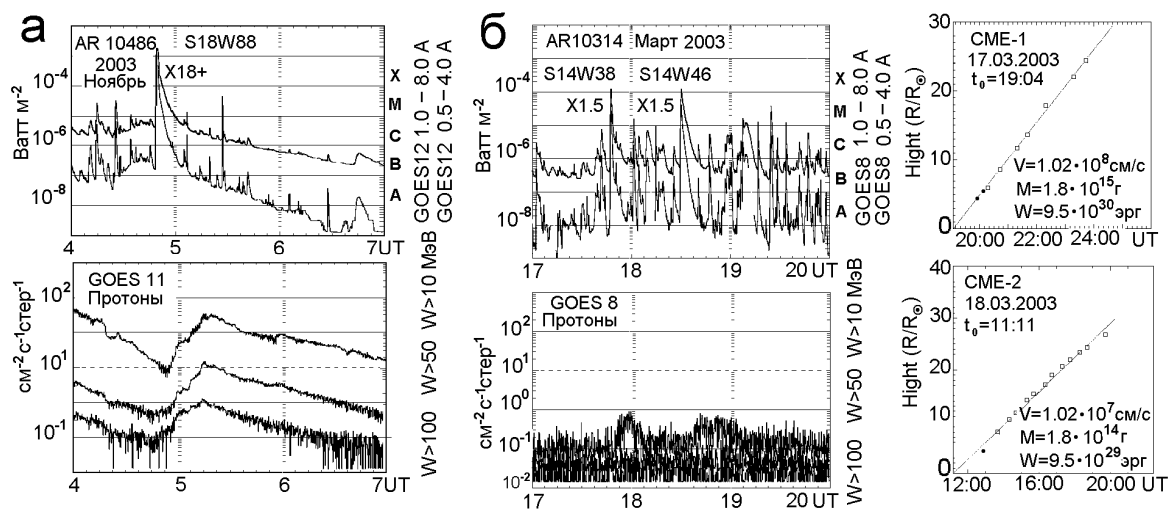


Рис. 4. а). Потоки протонов от западной вспышки после серии больших вспышек и корональных выбросов. **б).** Потоки протонов от двух вспышек, сопровождаемых мощными корональными выбросами и характеристики этих выбросов этих.

запаздывающей компоненты протонов после этих вспышек показывает, что необходимым условием появления запаздывающей компоненты является не корональный выброс, а появление ускоренных протонов в самой вспышке. Часть ускоренных в западной вспышке протонов приходит к Земле с пролетными временами и образует быструю компоненту, а другая часть переносится плазмой солнечного ветра и диффундирует в магнитном поле. Эта часть частиц формирует длительный поток протонов к Земле. Таким образом, ускорение протонов запаздывающей компоненты происходит также непосредственно во вспышке.

Работа поддержана Программой Президиума РАН №22, грантом РФФИ 13-02-00064 и контрактами Министерства образования и науки РФ. 16.518.11.7065 и 02.740.11.0576.

Литература

1. <http://www.solarmonitor.org>
2. Подгорный А.И. и Подгорный И.М., Геомагн. Аэрон. **52**, 163 (2012).
3. Подгорный А.И. и Подгорный И.М., Геомагн. Аэрон. **52**, № 2. 176 (2012).
4. Podgorny A.I., and I.M. Podgorny, Sun and Geosphere. **8**, 71 (2013).
5. Podgorny A.I. Solar Phys. **123**, 285 (1989).
6. Вашенюк Э.В., Балабин Ю.В., Гвоздевский Б.Б., et al. Геомагн. и аэрон. **46**, 1 (2006).
7. Подгорный И.М., Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В. и Подгорный А.И. АЖ. **87**, 704 (2010).
8. Подгорный А.И. и И.М. Подгорный. Солнечная и солнечно-земная физика. Санкт-Петербург. 2009. С. 345.
9. Ковальский Н.Г., Подгорный И.М. и Степаненко М.М. ЖЭТФ. **38**. 1439 (1960).

НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ В К-КОРОНЕ 29.03.2006 г.

Попов В.В., Ким И.С.
ГАИШ МГУ, email: vpopov@sai.msu.ru

OBSERVATIONAL EVIDENCES FOR ELECTRICAL CURRENTS IN THE K-CORONA OF MARCH 29, 2006

Popov V.V. and Kim I.S.

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

2D distributions of the deviations of the polarization plane of the K-corona emission in the green spectral interval in the range $<1.5 R_{\odot}$ reveal a non-uniform structure, which is different from the expected for the Thomson scattering by free resting electrons. Large areas of the predominant "+" and "2" polarities form the alternating pattern of "+" and "2" polarities and correlate with the coronal structure. There are "small" features of the opposite polarities embedded into them. An interpretation in the frame of scattering by a moving electron allows explaining the distribution by the existing of significant fragmentation of tangential velocities of electrons.

1. Введение

Электронная составляющая корональной плазмы, К-корона излучает в непрерывном спектре. Прямые наблюдения К-короны в диапазоне $< 1.4 R_{\odot}$ (расстояния отсчитываются от центра диска Солнца) возможны только во время полных солнечных затмений (ПСЗ). Космические коронографы работают в диапазоне $> 1.4 R_{\odot}$. Свечение К-короны ($T \approx 1.5$ МК) линейно поляризовано и, как правило, объясняется томсоновским рассеянием: рассеянием континуума фотосферы на *свободных покоящихся электронах*. Для однородных, симметричных и гидростатичных моделей короны в случае томсоновского рассеяния плоскость поляризации ориентирована тангенциально к лимбу Солнца (угол $\xi = 0$). Реальная К-корона (далее корона) характеризуется структурностью и динамичностью, которые, как следует ожидать, должны проявляться на 2D распределениях степени (p), угла поляризации (ξ) и знака ξ (направление отклонений плоскости поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления). Эти распределения будем называть поляризационными изображениями p , ξ и знака ξ по аналогии с 2D распределениями I параметра Стокса (обычными изображениями). Теории, описывающие поляризацию излучения короны в оптическом континууме при рассеянии на движущихся электронах с учетом магнитного поля, отсутствуют. В единственной известной нам работе на эту тему Молоденский [Molodensky 1973] рассмотрел изменения p и ξ в отсутствии магнитного поля при рассеянии на *одном движущемся электроном* и показал, что вследствие аберрации света в системе координат, движущейся с

электроном, возникает поворот плоскости поляризации (т.е. появляются значения $\xi \neq 0$) при тангенциальном движении рассеивающего электрона. При радиальном движении электрона значение p увеличивается или уменьшается в зависимости от направления движения к Солнцу или от Солнца соответственно.

Ранее мы показали, что предварительный анализ p -изображений в разных спектральных интервалах может предоставить данные о наличии нейтральной составляющей во внутренней короне [Kim et al. 2013a]. Ниже мы анализируем изображение знака ξ для излучения короны 29.03.2006 г. в диапазоне $R < 1.5 R_{\odot}$, полученное с фактической точностью определения $< 2\%$ для p и < 28 для ξ .

2. Метод, наблюдения и обработка

Современные методы компьютерной обработки позволяют работать с большими массивами данных. Мы отказались от традиционных измерений линейной поляризации, основанных на 3-х последовательных положениях поляроида. Ключевые составляющие нашего подхода [Kim et al. 2013b] перечислены ниже.

- ✓ Однородность характеристик поляроида для каждой «точки» изображения.
- ✓ Снижение случайных ошибок за счет использования 24-х последовательных положений поляроида, соответствующих его полному обороту за 5 с.
- ✓ Снижение систематических ошибок за счет представления света в виде параметров Стокса и решения переопределенной системы 24-х уравнений методом наименьших квадратов.
- ✓ Построение поляризационных изображений p и ξ и знака ξ : 2D распределений параметров поляризации.

Использованы поляризационные filmy короны 29.03.2006 г., полученные во время полного солнечного затмения (ПСЗ) в Турции в зеленой области спектра: пос. Чамьюва, 308349E, 368339N, $h = 558$, $m = 1.05$, длительность полной фазы 3 мин. 34 с. Детали наблюдений, калибровок, фотометрии, обработки и предварительные результаты относительно p представлены ранее [Porov et al. 2007].

3. Двумерные распределения ориентации плоскости линейной поляризации

Поляризационное изображение знака ξ , наложенное на структуру короны, представлено на рис. 1. Совмещение выполнено с точностью 0.58 по позиционному углу. Показаны N и E направления, лимбы Луны и Солнца, центры дисков Луны (точка) и Солнца (крестик). Структура короны показана темно серым цветом. Размер пикселя при оцифровке составлял

[80380], но фактическое поляризационное разрешение, обусловленное процедурой сглаживания, составило [1603160]. Светло-серый фон соответствует ожидаемой картине для чисто томсоновского рассеяния на свободных *покоящихся* электронах для сферически симметричной, гидростатичной и однородной короны. Отклонения плоскости линейной поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления по часовой стрелке показаны белым цветом и обозначены знаком «1», отклонения против часовой стрелки показаны черным цветом и обозначены знаком «2». Полученное поляризационное изображение знака ξ выявляет корреляцию со структурой короны и наличие диффузной и структурной составляющих различного масштаба. Области, занимающие 30-458 по позиционному углу, формируют крупномасштабную картину переменной «1» и «2» полярностей. В рамках рассеяния на движущемся электроны это соответствует потокам электронов, движущимся тангенциально и ориентированным противоположно друг другу.

- ✓ Экваториальные области имеют одинаковую «2» полярность.
- ✓ Области крупномасштабных стримеров характеризуются преимущественной «1» или «2» полярностью с вкраплениями противоположной полярности, погруженными в них.
- ✓ Ось SW-каспа, радиальные N плюмы (polar plumes), изогнутые SW плюмы трассируются мелкомасштабными структурами, полярность которых противоположна полярности окружающей короны.

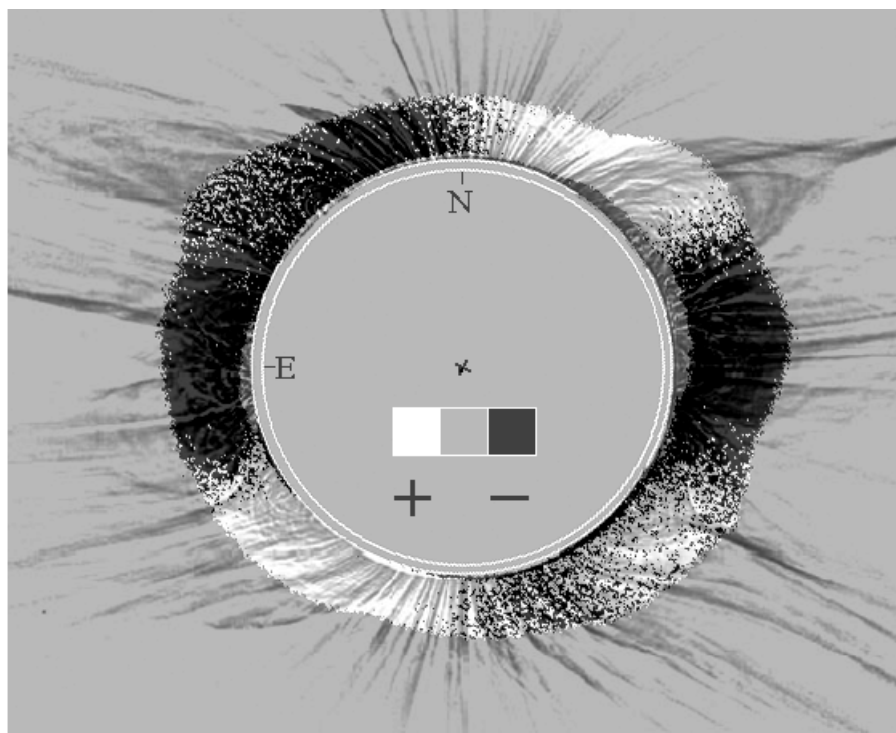


Рис. 1. Двумерное распределение ориентации плоскости линейной поляризации по знаку угла ξ излучения К-короны 29 марта 2006 г., наложенное на структуру короны.

Мелкомасштабные неоднородности одной полярности, погруженные в крупномасштабные области противоположной полярности, могут отражать фрагментацию тангенциальной компоненты скорости свободных электронов, которая ожидается для неустойчивой плазмы внутренней короны. Интерпретация полученного распределения как наблюдательного проявления тангенциальных электрических токов будет проводиться для отдельных областей короны на основе сравнительного анализа поля скоростей ионов с ионизационной температурой 1.5–2 МК.

Отметим отсутствие аналогичных распределений других авторов.

4. Выводы

Прецизионная линейная поляриметрия излучения в континууме короны 29.03.2006г. в диапазоне $< 1.5 R_{\odot}$ с фактической точностью $< 2\%$ по p и < 28 по ξ и поляризационным разрешением [1603160] предоставляет данные о поле скоростей электронов и выявляет следующее.

1. Отсутствие чисто томсоновского рассеяния во внутренней короне.
2. Структурность поляризационных изображений, значительно превышающую структурность традиционных I-изображений и коррелирующую с ней.
3. Интерпретация поляризационных изображений по знаку ξ в рамках рассеяния на движущихся электронах приводит к выводу о сильной фрагментации поля скоростей электронов во внутренней короне.
4. Возможность поиска наблюдательных проявлений электрических токов в короне по поляризационным и спектральным измерениям.

Отсутствие теорий линейной поляризации излучения короны в континууме с учетом магнитного поля при рассеянии фотосферного излучения на движущихся свободных электронах затрудняет количественную интерпретацию полученного поляризационного изображения знака ξ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-01225.

Литература

- Kim I.S., Popov V.V., Lisin D.V., Osokin A.R.* 2013a, Geomag. Aeronomy, **53**, No 7, 901.
Kim I.S., Alexeeva I.V., Bugaenko O.I., Popov V.V., Suyunova E.Z. 2013b, Solar Phys., **288**, 2, 651–661, 2013, doi 10.1007/s11207-013-0419-0.
Molodensky M.M. 1973, Solar Phys. **28**, 465.
Popov V.V., Kim I.S., Popova E.V. 2007, Sun and Geosphere, **2**(1). 52.

УРАВНЕНИЕ ГАМИЛЬТОНА-ЯКОБИ ДЛЯ ДВУХМЕРНОЙ МОДЕЛИ АЛЬФА-ОМЕГА ДИНАМО С МЕРИДИОНАЛЬНОЙ ЦИРКУЛЯЦИЕЙ

Попова Е.П., Юхина Н.А.

Московский государственный университет, физический факультет

HAMILTON-JACOBI EQUATION FOR A TWO-DIMENSIONAL DYNAMO MODEL WITH THE MERIDIONAL CIRCULATION

Popova E.P., Yukhina N.A.

Department of Physics, Moscow State University

We built Hamilton-Jacobi equation for the two-dimensional dynamo considering meridional circulation using a method similar to the WKB. This equation allows us to analytically study the dependence of the duration of the solar cycle on the meridional flow.

Циклы солнечной магнитной активности представляют собой хорошо известное явление. Они связаны с распространением магнитогидродинамической волны от средних широт к экватору, видимой, прежде всего, по широтно-временному распределению солнечных пятен. Природа цикла магнитной активности связывается с действием механизма солнечного динамо. Простейшая схема работы динамо для однослойной среды была предложена в [1]. Согласно такой схеме, магнитное поле звезды представимо в виде двух компонент: полоидальной и тороидальной. Тороидальное магнитное поле получается из полоидального под действием дифференциального вращения. Обратный процесс превращения тороидального магнитного поля в полоидальное происходит под действием альфа-эффекта, связанного с нарушением зеркальной симметрии конвекции во вращающемся теле. Это приводит к генерации и распространению внутри солнечной конвективной зоны волны крупномасштабного квазистационарного магнитного поля (динамо-волны), с которой и связано образование солнечных пятен. Уравнения динамо среднего поля для двухмерной (радиус – широта) модели можно исследовать асимптотически, с помощью метода, аналогичного методу ВКБ.

Уравнения динамо средних полей получаются из уравнения Штеенбека-Краузе-Рэдлера:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \text{rot}(\alpha \vec{B}) + \text{rot}[\vec{V} \times \vec{B}] + \beta \Delta \vec{B}. \quad (1)$$

Здесь $\vec{B} = B_\phi(r, \theta, t)\vec{e}_\phi + \nabla \times (A(r, \theta, t)\vec{e}_\phi)$ – магнитное поле в сферических координатах, $B_\phi(r, \theta, t)\vec{e}_\phi$ – тороидальная компонента,

$\nabla \times (A(r, \theta, t) \vec{e}_\phi)$ – полоидальная. $\vec{V} = \Omega(r, \theta) r \sin \theta \vec{e}_\phi$ – скорость движения вещества, которая здесь является дифференциальным вращением.

Подставляя выражения для магнитного поля и меридиональной циркуляции в уравнение (1), можно получить уравнения электродинамики среднего поля, описывающие генерацию осесимметричного магнитного поля в дифференциально вращающемся сферическом слое [2]:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Ar) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right], \quad (2)$$

$$\frac{\partial B}{\partial \theta} = \frac{-D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Ar \cos \theta) + \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial}{\partial r} (Ar \cos \theta) \quad (3)$$

$$- \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\alpha \frac{\partial}{\partial r} (Ar) \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{\alpha}{r \cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (A \cos \theta) \right] + \frac{\beta}{r} \frac{\partial^2}{\partial r^2} (Br) + \frac{\beta}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (B \cos \theta) \right].$$

Здесь $B(r, \theta)$ – тороидальное магнитное поле, компонента $A(r, \theta)$ пропорциональна тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле, r и θ – радиус и широта в сферической системе координат с центром в центре Солнца (звезды), а $\theta = 0$ соответствует экватору, безразмерный параметр D – динамо-число, характеризующее амплитуду альфа-эффекта и дифференциального вращения. Величины α и β являются функциями положения, причем α обозначает α -эффект (среднюю турбулентную спиральность), обеспечивающий образование полоидального поля из тороидального, β – коэффициент турбулентной диффузии, полагаемый здесь однородным, а Ω – угловая скорость. Время измеряется в единицах времени диффузии R^2/β , а длина – в единицах внутреннего радиуса конвективной зоны R .

Решение системы (2, 3) можно искать в виде волн, в этом случае оно ищется в форме:

$$\begin{pmatrix} \hat{A}(r, \theta) \\ \hat{B}(r, \theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A(r, \theta) \\ |D|^{2/3} B(r, \theta) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu(r, \theta) \\ \nu(r, \theta) \end{pmatrix} \exp(|D|^{2/3} \Gamma t + i |D|^{1/3} S(r, \theta)), \quad (4)$$

где $S(r, \theta)$, $\mu(r, \theta)$ и $\nu(r, \theta)$ гладкие функции, S аналог действия, комплексное Γ определяет собственное значение, его действительная часть дает скорость роста, а мнимая дает длительность цикла активности. Множители в комплексной скорости роста $|D|^{2/3}$ и $|D|^{1/3}$ в действии выбраны так, чтобы дифференциальное вращение, α -эффект, собственное значение и диссипация оказались одного порядка и вошли в старший член асимптотического разложения.

Предполагается, что вклад альфа-эффекта в генерацию тороидального магнитного поля пренебрежимо мал. Тогда уравнения динамо (2, 3) примут вид:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rA)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial (A \cos \theta)}{\partial \theta} \right), \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial B}{\partial t} = & \frac{1}{r} \frac{\partial^2 (rB)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial (B \cos \theta)}{\partial \theta} \right) - \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial (A \cos \theta)}{\partial \theta} + \\ & + \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial (A \cos \theta)}{\partial r} \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь мы перешли к нормировкам на диффузионное время [3]. При подстановке выбранного вида искомого решения в уравнения Паркера (5, б), получаем алгебраическую систему уравнений для μ и ν . Условием разрешимости для этой системы является дисперсионное соотношение для частоты динамо-волны и ее волнового вектора, т.е. уравнение Гамильтона-Якоби:

$$\left[\Gamma + (S_r)^2 + \frac{1}{r^2} (S_\theta)^2 \right] = i r \cos \theta (G S_\theta + F S_r)$$

$$G = \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r},$$

$$F = - \left(\frac{1}{r} \right) \frac{\partial \Omega}{\partial \theta}.$$

Здесь Γ – собственное значение ведущей моды, S_r и S_θ – частные производные от S .

В [3] было показано, что асимптотические решения на основе такого приближения дают достаточно корректное качественное объяснение имеющихся солнечных наблюдений. Они согласуются также и с результатами численного анализа. Основной особенностью решения, полученного с использованием двумерной модели, является его соответствие закону Йошимуры, согласно которому динамо-волна распространяется вдоль линий постоянной угловой скорости.

Однако данный подход не позволяет учитывать сложные потоки вещества в зоне генерации магнитного поля. Целью данной работы является вывод уравнений, содержащих меридиональную циркуляцию и получение уравнения Гамильтона-Якоби для них.

Представим поток вещества в виде $U(r, \theta) = U_r(r, \theta) \vec{e}_r + U_\theta(r, \theta) \vec{e}_\theta + \Omega(r, \theta) r \sin \theta \vec{e}_\varphi$, где первое слагаемое описывает радиальную компоненту меридиональной циркуляции, второе слагаемое –

компоненту по широте, третье – дифференциальное вращение. Подставляя его в уравнение для крупномасштабного магнитного поля (уравнение Штеенбека-Краузе-Рэдлера) и полагая $U_r(r, \theta) = V_r(r, \theta)|D|^{1/3}$, $U_\theta(r, \theta) = V_\theta(r, \theta)|D|^{1/3}$, можно получить систему уравнений динамо с учетом меридиональных потоков в двухмерном случае:

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \alpha B + \frac{1}{r} \frac{\partial(rA)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial(A \cos \theta)}{\partial \theta} \right) -$$

$$-V_\theta \frac{1}{r \cos \theta} \frac{\partial(A \cos \theta)}{\partial \theta} - V_r \frac{1}{r} \frac{\partial(Ar)}{\partial r}$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial^2(rB)}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\frac{1}{\cos \theta} \frac{\partial(B \cos \theta)}{\partial \theta} \right) - \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \frac{\partial(Ar \cos \theta)}{\partial \theta} +$$

$$+ \frac{D}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial \theta} \frac{\partial(Ar \cos \theta)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(rV_r B)}{\partial r} - \frac{1}{r} \frac{\partial(V_\theta B)}{\partial \theta}$$

Используя асимптотическое разложение (4), получаем алгебраическую систему уравнений относительно гладких функций μ и ν , условием разрешимости которой служит уравнение Гамильтона-Якоби:

$$\left[\Gamma + \frac{1}{r^2} k_\theta^2 + k_r^2 + i \frac{1}{r} V_\theta k_\theta + i V_r k_r \right]^2 = i r \alpha \cos \theta (G k_\theta + F k_r).$$

Здесь $k_\theta = \frac{\partial S(r, \theta)}{\partial \theta}$ и $k_r = \frac{\partial S(r, \theta)}{\partial r}$ соответствуют волновым векторам.

Работа поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований 12-02-00170, 12-02-00884.

Литература

1. *Parker, E.N.*, Hydromagnetic dynamo models, *Astrophys.J.*, 122, p. 293–314 (1955).
2. *Иванова Т.С., Рузмайкин А.А.*, Магнитногидродинамическая динамо-модель солнечного цикла, *Астрон. Ж.*, 53, с. 398–410 (1976).
3. *Belvedere, G.M., Kuzanyan, K.M., Sokoloff, D.D.*, A two-dimensional asymptotic solution for a dynamo wave in the light of the solar internal rotation, *Mon. Not. R. Astr. Soc.*, 315, No. 4, p. 778–790 (2000).

ВЫБРОСЫ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШЕК НА СОЛНЦЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА SDO

Порфирьева Г.А., Якунина Г.В.

Государственный астрономический институт им П.К. Штернберга, МГУ, Москва

ERUPTIONS OF HOT PLASMA DURING FLARES ON THE SUN BY OBSERVATIONS AT THE SDO

Porfir'eva G.A. and Yakunina G.V.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow

Basing on observations by the AIA SDO hot structures above flare loops are considered. They are diffuse in comparison with flare loops locating in the lower corona. AIA images contain more fine details than X-Ray Telescope/Hinode images. Hot supra-arcade structures (HSASs) are complex and changeable in time, space and temperature.

Рассмотрены горячие ($T \sim 5\text{--}20$ МК) структуры, располагающиеся над аркадами вспышечных петель (HSASs). Первоначально они были обнаружены в 19.5 nm на TRACE и в рентгене на Yohkoh и Hinode. Эти образования, диффузные по своей морфологии, наблюдаются не часто, т.к. только иногда плазма над вспышкой прогревается до 10 МК. Примером HSAS является структура, видимая во вспышке X1.5 21.04.2002, в которой одновременно наблюдались яркие EUV петли с T 2 МК и горячий (15 МК) диффузный токовый слой над петлями (рис. 1a [1]). На рис. 1b-d приведено изображение вспышки X2.5 22.11.1999.

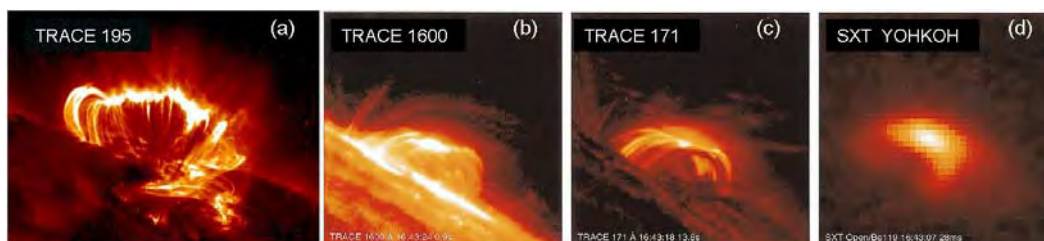


Рис. 1. Вспышка 21.04.2002, TRACE (a) [1]; вспышка X2.5 22.11.1999, TRACE (b, c) и YOHKOH (d), по рис. 3 из [2].

Наблюдения на AIA SDO в узкополосных температурных режимах, с высоким временным (12^s) и пространственным ($0.6''/\text{px}$) разрешением показали детали и тонкую структуру HSASs. HSASs во время трёх лимбовых вспышек 3, 4, 5 ноября 2010 в AR 11121 анализировались, например, в [3–6]. Данные о вспышках приведены в Таблице 1. В течение трёх дней произошли три не сильных вспышки с постепенным спадом интенсивности (рис. 2). По своей морфологии вспышки были похожими. Максимум свечения HSAS достигался через $\sim 20\text{--}30^m$ после максимума вспышки. Над петлями вспышек отчётливо наблюдались яркие структуры в 9.4 nm и 13.1

nm ($5\text{MK} < T < 18\text{MK}$). Те же самые структуры на широкополосных изображениях, полученных на XRT/Hinode с разрешением $30''$ и $1-2''$, были видны размытыми и совсем не наблюдались в 33.5 nm (рис. 3). Через некоторое время ($30-40^{\text{m}}$) происходило остывание и структуры становились видимыми в 33.5 nm , 21.1 nm , холодной составляющей канала 19.3 nm и слабо отличались от окружающего фона. Вспышка C4.9 3.11.2010 частично затенялась лимбом Солнца и сопровождалась выбросом корональной массы СМЕ. Эта вспышка интересна тем, что горячая плазма ($7-11\text{MK}$) наблюдалась во время начальной фазы в самом плазмоиде (рис. 3а).

Таблица 1.

Дата	Класс вспышки	Максимум вспышки	Максимум HSAS
03.11.2010	C4.9	12:29 UT	13:06 UT
04.11.2010	M1.6	23:58 UT	00:19.5 UT
05.11.2010	M1.0	13:29 UT	13:48 UT

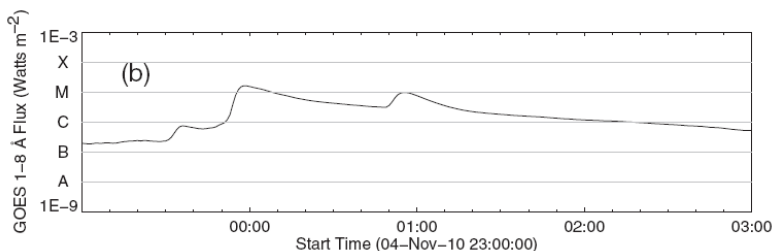


Рис. 2. Поток излучения в 1–8 А (GOES) для вспышки M1.6 4.11.2010, по рис. 1 из [3].

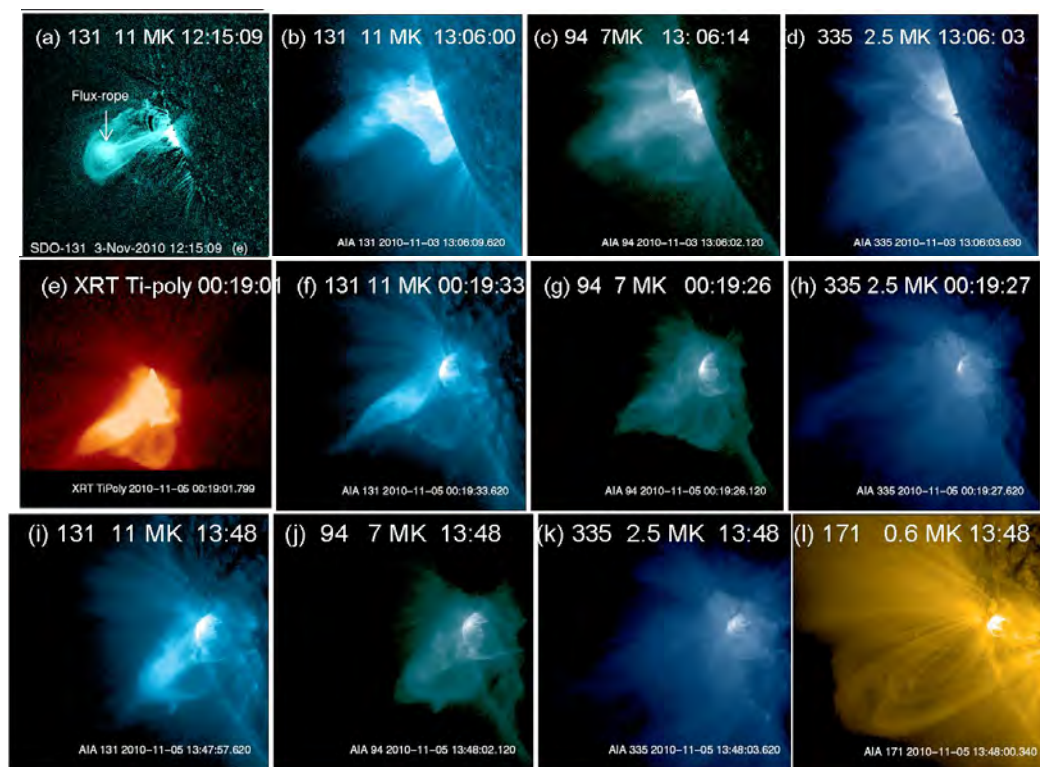


Рис. 3. Вспышки 3.11.2010 (a-d), 4.11.2010 (e-h) и 5.11.2010 (i-l); AIA SDO, $460'' \times 460''$ (a-d, f-l), XRT Hinode, $512'' \times 512''$ (e), по рис.1e из [4] и рис. 3, 4, 2 из [3].

СМЕ обладает сложной температурной структурой с горячим $\sim 7\text{--}11$ МК ядром и холодным $0.05 \text{ МК} < T < 2.5 \text{ МК}$ передним краем LE, движущимся со скоростью $\sim 1200 \text{ км с}^{-1}$. Скорость «вершины» плазмоида $\sim 630 \text{ км с}^{-1}$, а его центра $\sim 500 \text{ км с}^{-1}$ [3, 4]. Димминговая тёмная область, как полагали раньше, возникает в нижней короне при потере массы в результате выброса [7]. Согласно наблюдениям на SDO центральная часть состоит из горячей плазмы, мало излучающей или совсем не излучающей при высоких температурах, т. е. димминг является следствием двух процессов, а именно – повышения температуры и уменьшения плотности вещества вследствие его выметания.

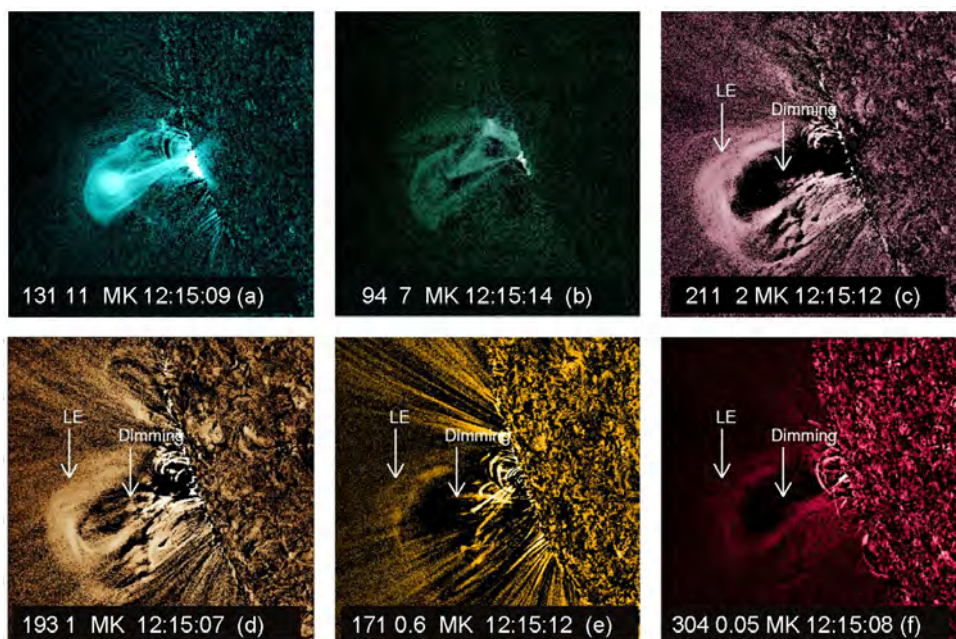


Рис. 4. Дифференциальные изображения выброса на Солнце во время вспышки C4.9 3.11.2010, AIA SDO, по рис. 4 из [4].

Детальный анализ начальной фазы СМЕ во время вспышки 3.11.2010 был проведён в [6]. В общем, результаты, представленные в [6], согласуются с результатами, полученными несколько ранее в [3, 4]. Авторы нашли, что ядро и «стебель» (stem) плазмоида, соединяющий его с Солнцем, были горячими ($8\text{--}11$, $11\text{--}14$ МК), LE имел снаружи $T < 2\text{--}3$ МК и скорость $1029 \text{ км с}^{-1} < V < 1246 \text{ км с}^{-1}$, во внутренней части $T > 3\text{--}4$ МК и $V \sim 597\text{--}664 \text{ км с}^{-1}$. В течение импульсной фазы вспышки плотности в плазмоиде, стебле и окружающей плазме составляли $3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$, $6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $9 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ соответственно [6].

В [3] рассчитана эмиссия вспышки, с использованием MHD – уравнений в сферических координатах [8]. Эмиссия в токовом слое отчётливо видна в 13.1 нм и 9.4 нм . Во всех каналах видно усиление интенсивности вблизи токового слоя (рис. 5). Эти расчёты дают возможное объяснение природе образований HSAs, по-видимому, ассоциирующихся с горячими структурами, окружающими токовый слой во вспышке.

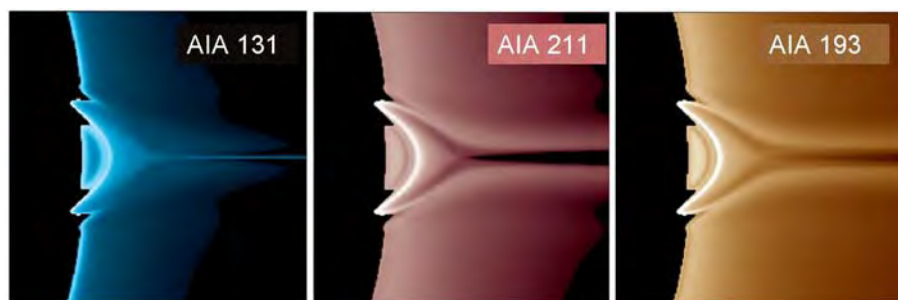


Рис. 5. Моделирование вспышки, наблюдаемой на AIA SDO, по рис. 5 из [3].

В [5] представлены наблюдения метровых радио всплесков II типа, связанные с эрупцией плазмоида 3.10.2010. Радио изображения получались на радиогелиографе NRH в Нанкине. Радио эмиссия была локализована впереди горячего плазмоида, окружённого холодной оболочкой. Согласно радио наблюдениям скорость прохождения ударной волны составляла $\sim 1950 \text{ км с}^{-1}$. Радиоизлучение возникало в различные моменты, в разных частотах и в различных местах.

Заключение

Итак, рассмотрено несколько вспышек с HSASs, видимых в полосах AIA SDO 13.1 nm и 9.4 nm ($T \sim 7\text{--}11 \text{ MK}$). Эти диффузные образования, вероятно, сходны со структурами, наблюдающимися на рентгеновских телескопах SXT Yohkoh и XRT Hinode. Однако, если рентгеновские изображения расплывчатые, то на SDO-изображениях отчётливо видны тонкие детали, изменяющие свою форму в пространстве, в зависимости от времени и температуры.

Диффузная структура HSASs определяется тем, что они возникают в области более слабого магнитного поля в отличие от аркад вспышечных петель, образующихся в области сильного магнитного поля. Качественно модельные расчеты структуры аркады петель вспышки и токового слоя над ней хорошо представляют наблюдения на AIA SDO.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 14-02-31425.

Литература

1. Innes D. E., McKenzie D. E., Wang T. 2003, Sol. Phys., 217, 267.
2. Warren, H.P., 2000, Ap. J. 536, L105.
3. Reeves, K.K., & Golub, L., 2011, Ap. J. 727, L52.
4. Cheng, X., Zhang, J., Liu, Y., Ding, M.D., 2011, Ap. J. Lett. 732, L25.
5. Bain H.M., Krucker S., Glessener L., Lin R.P., 2012, Ap. J., 750, 44.
6. Hannah I.G. & Kontar E.P., 2013, A&A, 553, A10.
7. Thompson B.J., Plunket S.P., Gurman J.B., et al., 1998, Geophys. Res. Lett., 25, 2465.
8. Reeves, K.K., Linker J.A., Mikic Z., Forbes T.G., 2010, Ap. J. 721, 1547.

**НЕСТАНДАРТНЫЕ ОСОБЕННОСТИ 23–24 ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ
АКТИВНОСТИ И БИОСФЕРНЫЕ ПРОЦЕССЫ:
СМЕНА АДАПТАЦИОННОЙ РЕАКЦИИ БИООБЪЕКТОВ
РАЗЛИЧНЫХ УРОВНЕЙ ОРГАНИЗАЦИИ В 2004–2006 ГОДАХ**

**Рагульская М.В.¹, Обридко В.Н.¹, Руденчик Е.А.¹, Громозова Е.Н.²,
Самсонов С.Н.³, Паршина С.С.⁴**

¹*Институт земного магнетизма и распространения радиоволн РАН, Россия, Москва*

²*Институт микробиологии НАНУ Украины, Украина, Киев*

³*Институт космических исследований и аэронавтики СО РАН, Россия, Якутск*

⁴*Саратовский государственный медицинский университет, Россия, Саратов*

SOLAR ACTIVITY 23–24 CYCLES AND BIOSPHERE PROCESSES

**Ragulskaya M.¹, Obridko V.¹, Rudenchik E.¹, Gromozova E.²,
Samsonov S.³, Parshina S.⁴**

¹*IZMIRAN, Russia, Moscow*

²*Institute of microbiology NASU, Ukraine, Kiev*

³*IKFIA RAN, Russia, Yakutsk*

⁴*SGMU, Russia, Saratov*

ra_mary@mail.ru

Impact of space weather on the human body is considered in the article. The results of the analysis of long-term monitoring of the experiments 2001–20010 years are discussed. Striking change of statistical distributions of the biological and sun parameters in 2004–2006 years is detected. This result is not consistent with the traditional view of the coincidence of the dynamics parameters of the biosphere and of the sunspots number during the cycle of solar activity. The moment of tuning of the solar activity and the solar-earth relations coincides with the regiment of a human organism functioning and reaction at the environment changes. The sign of it is the change of type of statistical distribution of biomedical data. Is supposed, the observed change of statistical distributions is the part of adaptive reaction of biosphere at non- standard geophysical peculiarities of the 23–24 cycles of solar activity.

Введение

Солнечная активность и ее проявления в космической погоде и динамике биосферы – это целый комплекс сложных и взаимосвязанных многофакторных явлений. Традиционная схема поиска связи изменений в биосфере, например, с числами солнечных пятен, устарела. Роль отдельных вспышек очень важна на коротких интервалах времени, а на больших интервалах можно ожидать гораздо большего влияния глобальных полей и их вековой и даже многовековой эволюции. Подробнее коэволюция Солнца и биосферы Земли, а также динамика солнечной активности 1990–2012 гг. представлены в [1]. В докладе обобщены результаты мониторинговых исследований влияния космической погоды на биосферные процессы различных уровней организации за 2000–2013 годы. Анализ совокупности

представленных данных показал наличие одновременного резкого излома в статистических распределениях в 2004–2006 годах во всех географических пунктах, что свидетельствует о смене адаптационной реакции биобъектов на всех изучаемых уровнях организации биосферы к общепланетарным факторам внешней среды.

Материалы и методы

Данные за 2000–2012 годы по ежедневным психофизиологическим характеристикам фиксированной группы обследуемых предоставлены ИЗМИРАН, данные по клеточным структурам *Saccharomyces cerevisiae* предоставлены институтом микробиологии НАНУ Украины, данные по смертности предоставлены Госстатом по Республике Саха (Якутия).

В качестве регистрируемых параметров функционального состояния в мониторинге ИЗМИРАН было выбрано определение электрической проводимости биологически активных точек на постоянной группе обследуемых (общая база данных – более 500 000 измерений). Подробное описание технологии проведения эксперимента и аппаратуры можно найти на сайтах гелио-экологического сектора ИЗМИРАН, <http://helioecology.webnode.com>.

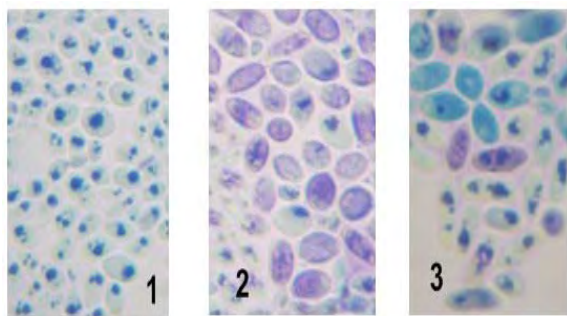


Рис. 1. Типы окрашивания при реакции метахромазии.

Для решения задачи о воздействии современных космогеофизических факторов на древние биосистемы в институте микробиологии НАНУ д.б.н. Е.Н. Громозовой проводились ежедневные мониторинговые измерения физико-химических особенностей реакции метахромазии под воздействием космогеофизических факторов.

В частности изучалось состояние полифосфатов и ДНК, и репарацию последней в промоторных районах генов, участвующих в регуляции клеточного цикла бактерий *S.cerevisiae*. Метахромазия (от греч. *μετά-* – между, после, через, следование за чем-либо, переход к чему-либо другому, перемену состояния, и *chroma* – цвет) – обозначает свойство клеток и тканей окрашиваться в тон, отличающийся от цвета красителя. Для выбранных клеточных структур характерно окрашивание волютиновых гранул микроорганизмов в 3 различных цвета (соответственно – МТХ = 1, МТХ = 2 и МТХ = 3), причем окраска изменяется в зависимости от вариаций параметров космической погоды (Рисунок 1).

Результаты исследований

Как показали наши исследования, статистическое распределение рядов медико-биологических параметров одних и тех же обследуемых за 14

лет мониторинга: 1. Существенно отличается от нормального. 2. Варьируется по годам в зависимости от фазы солнечной активности.

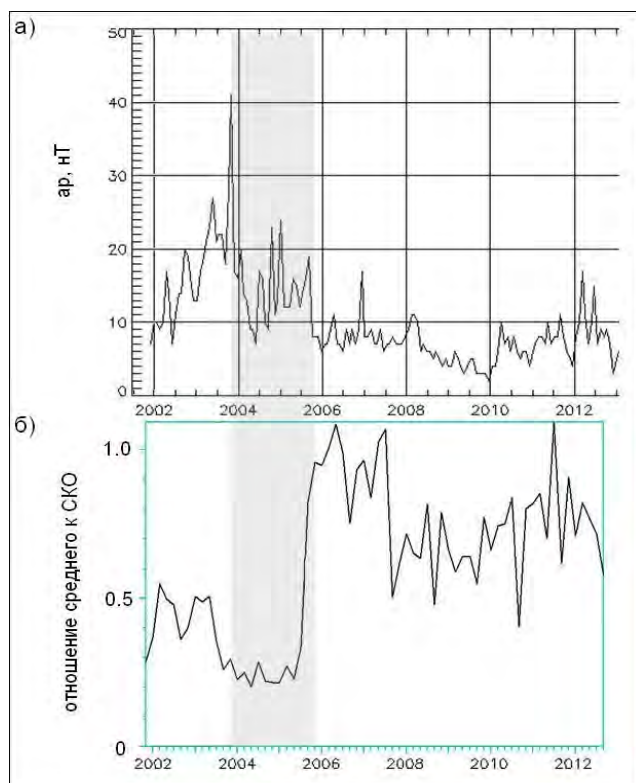


Рис. 2.

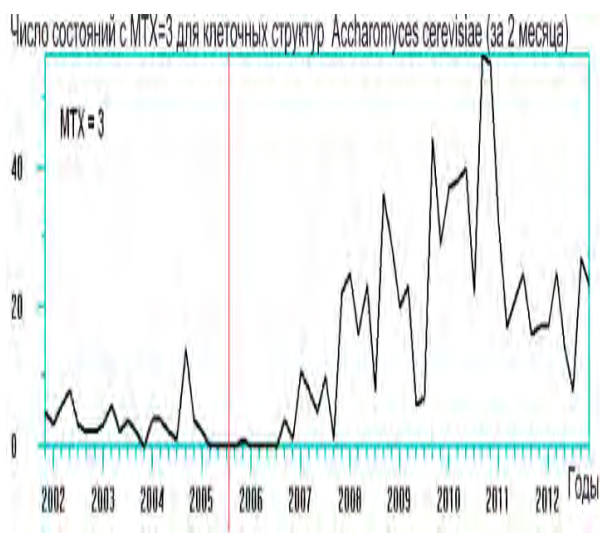


Рис. 3.

стоящее время отношение ежедневной средней по группе проводимости акупунктурных точек к среднеквадратичному отклонению превышает соответствующие значения периода 2001–2003 годов в три раза, а статистическое распределение параметров существенно отличается от гауссовского.

Начиная с 2004 года, статистическое распределение индивидуальных биомедицинских параметров существенно отличается от нормального не только в позиционировании центрального пика, связанного с кратковременными вариациями факторов космической погоды, но и наличием нескольких пиков, отражающих долговременные переходные адаптационные процессы изучаемого биобъекта. В 2004–2006 гг. зарегистрировано двугорбое распределение, что свидетельствует о наличии минимум двух адаптационных программ реагирования на внешние воздействия.

В 2004–2006 годах произошло изменение всех статистических распределений биомедицинских параметров [2]. На Рисунке 2 приведена динамика ар-индекса геомагнитной активности и основных параметров распределения значений проводимости акупунктурных точек в 2002–2012 гг. Период накопления данных для оценки параметров распределения составлял два месяца. Число измерений в каждый такой период – от 17000 до 45000. В на-

Похожие результаты о смене адапционных программ реагирования в 2005 и 2010–2011 годах были получены Е.Н. Громозовой при работе с эталонными клеточными структурами *Saccharomyces cerevisiae*. На рисунке 3 представлена динамика числа состояний с $MTX = 3$ для эталонных клеточных структур *A. cerevisiae* в 2002–2012 годах. В период с конца 2004 года по середину 2006 года среднее число событий за 2 месяца равно 0,1 вместо 5 за предыдущий период и 21 - за последующий.

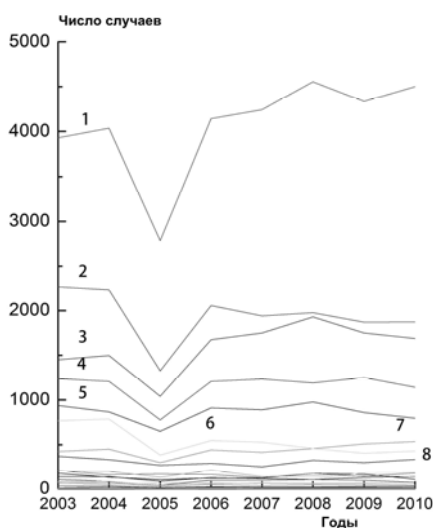


Рис. 4.

На рисунке 4 представлен график смертности по Республике Якутия за 2003–2010 гг. Причины смерти: 1 – болезни сосудов; 2 – травмы и несчастные случаи; 3 – заболевания сердца; 4 – злокачественные образования; 5 – нарушения мозгового кровоотока; 6 – внезапная смерть; 7 – болезни пищеварения; 8 – заболевания органов дыхания. В 2005 году на уровне популяции наблюдается резкое уменьшение смертности.

Схожесть результатов свидетельствует об адапционной подстройке биологических объектов различного уровня организации к единому внешне-

му фактору. В 2004–2006 годах произошла перестройка солнечно – земных связей, которая затронула целый комплекс факторов: динамику магнитных полей Солнца, параметров космической погоды и солнечного ветра, а также характер геомагнитной активности. На рисунке 2 одновременные изменения биологических и геомагнитных параметров выделены серым цветом. Мы предполагаем, что наблюдаемые изменения соответствуют адапционной реакции биосферы на нестандартные геофизические особенности 23–24 циклов солнечной активности, и более того, является отражением перестройки биосферных процессов в преддверии длительного понижения солнечной активности.

Работа поддержана совместным российско-украинским грантом укр_а №14-02-90424.

Литература

1. С.М. Чибисов, Г.С. Катинас, М.В. Рагульская. Биоритмы и космос: мониторинг космо- биосферных связей. – М.: Монография, с. 442.
2. Obridko V., Ragulskaya M., Rudenchik E., Khabarova O., Hramova E. Technologies of live systems, ISSN 2070-0997, 2014, 11(3), 12-22.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЙ ПРОГНОЗ 25-ГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Рощина Е.М., Сарычев А.П.

*Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга Московского
государственного университета имени М. В. Ломоносова, Москва, Россия
stella_ro@mail.ru*

THE PRELIMINARY FORECAST OF THE 25TH CYCLE OF SOLAR ACTIVITY

Roshchina E.M., Sarychev A.P.

Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia

The quasi-periodic function that approximates the century-type cycle of Gleissberg in the range of 1840–2000 years is examined. The period of this function is equal to 124 years for the 11-year cycles 8–23. The data of 25 cycle are found by extrapolation: the maximum of the smoothed Wolf numbers 116 is expected in July–August 2026.

Наш прогноз 25-го цикла основан на экстраполяции на один цикл вперёд так называемых вековых (период около 125 лет) вариаций амплитуды 11-летних циклов. При этом учтена возможность сверхвековых вариаций амплитуды с периодом в несколько сотен лет. Прогноз предварительный, поскольку предшествующий 24-й цикл ещё продолжается. В процедуре прогноза учитываются такие известные свойства циклов, как эффект Вальдмайера и правило Гневывшева-Оля. Используется также обнаруженная ранее [1] зависимость стартового времени будущего цикла от некоторых характеристик предшествующего.

Математические формулировки перечисленных выше свойств 11-летних циклов активности получены для функций, аппроксимирующих изменение со временем t среднемесячных чисел Вольфа $R(t)$ в циклах 8–23. При аппроксимации не учитывались участки наложения соседних циклов. Каждый цикл аппроксимировался функцией вида [1]:

$$R(t) = R_M \left(\frac{t-t_0}{T} \right)^p \exp \left[\frac{p}{q} \left(1 - \left(\frac{t-t_0}{T} \right)^q \right) \right] u(t-t_0). \quad (1)$$

Здесь $u(x)$ – единичная ступенчатая функция ($u(x) = 0$ при $x < 0$ и $u(x) = 1$ при $x \geq 0$); p, q – параметры, одинаковые для всех циклов; t_0, T, R_M – эмпирические параметры, определяемые для конкретного цикла. Значение t_0 , являющееся результатом экстраполяции функции (1) к нулевому уровню активности, показывает стартовое время цикла и фиксирует его положение на оси времени. Функция (1) имеет максимум, равный R_M , при $t = t_M = t_0 + T$. Следовательно, значение T соответствует продолжительно-

сти ветви роста активности цикла, а R_M – его амплитуде. Комбинацией параметров T , R_M определяется форма цикла. При этом величина T характеризует протяженность функции (1) по оси абсцисс (времени), а величина R_M – по оси ординат (индекса активности). Функции вида (1), аппроксимирующие разные циклы, можно наложить друг на друга до полного совпадения. Для этого нужно сдвигать их параллельно оси абсцисс в соответствии с найденным значением t_0 , одновременно сжимая или растягивая по осям абсцисс и ординат в соответствии со значениями T и R_M [1]. Согласно работе [1] параметры t_0 , T , R_M аппроксимации (1) нужно находить для $p = 4$ и $q = 1$. При этом хорошо аппроксимируется ветвь роста активности (результат анализа циклов 8–23). Чтобы улучшить аппроксимацию ветви спада, функцию (1) следует использовать при условии:

$$p = 4, q = 1 \text{ при } t \leq t_M \text{ и } p = 2.5, q = 1.5 \text{ при } t > t_M. \quad (2)$$

В дальнейшем, параметры функции (1) будут рассматриваться как количественные характеристики данного цикла.

Чтобы по формуле (1) при условии (2) оценить плавные изменения активности в будущем цикле, достаточно предсказать значения трёх параметров: t_0 , T , R_M . Для прогноза этих параметров используются квазипериодические свойства изменений амплитуды 11-летних циклов [2]. Выраженные в шкале чисел Вольфа амплитуды R_M циклов 8–23 в зависимости от даты их максимума $t_M = t_0 + T$ показаны на рис. 1 звёздочками. Эту эмпирическую зависимость $R_M(t_M)$ предлагается аппроксимировать суммой синусоиды и линейной функции от времени

$$R_M = k \left[a + b(t_0 + T) + c \sin \left(\frac{2\pi}{d} (t_0 + T) + g \right) \right]. \quad (3)$$

Здесь k , a , b , c , d , g – эмпирические коэффициенты, причём значение d показывает период синусоиды. В начальном приближении предполагается, что $k = 1$. Для параметров t_0 , T , R_M способом наименьших квадратов (MatLab, функция `lsqcurvefit`) получено

$$a = -487.3; b = 0.3117 \text{ год}^{-1}; c = 37.04; d = 124.19 \text{ года}; g = -3.664. \quad (4)$$

Найденное значение периода d согласуется с результатами анализа векового цикла по косвенным данным о солнечной активности в прошлом [3, 4]. В упомянутых работах выявлена компонента векового цикла с периодом 110–130 лет и обнаружены сверхвековые циклы периодичностью в несколько сотен лет. Влиянием подобного длительного цикла можно обосновать линейную составляющую функции (3) на интервале менее 200 лет. В упрощенном варианте при $b = 0$, т.е. при отсутствии сверхвековых вариаций амплитуды, период получается около 150 лет, как в работе [5]. Коэффициент k был включён в соотношение (3), чтобы учитывать при прогнозе правило Гневышева-Оля [6, 7]. Одна из формулировок этого правила указывает на систематическое различие амплитуд чётного и следующего за

ним нечётного циклов. При эпигнозе циклов 9–23 с $k = 1$, оказалось, что предсказанные значения R_M для чётных циклов в среднем на 8% больше фактических, а для нечётных – на 8% меньше. Для компенсации этого различия формулу (3) предлагается использовать с $k = 0.92$ при прогнозе циклов с чётным номером и с $k = 1.08$ для нечётных. Ожидаемые значения $R_M(t_M)$, полученные при эпигнозе циклов 9–23, показаны на рис.1 кружками, соединёнными прямыми линиями. В целом, прогнозируемая зависимость $R_M(t_M)$ напоминает синусоиду, а «изломы» на ней появились из-за способа учёта правила Гневывшева-Оля. Рис.1 иллюстрирует, насколько результаты эпигноза отличаются от фактических значений R_M , показанных звёздочками.

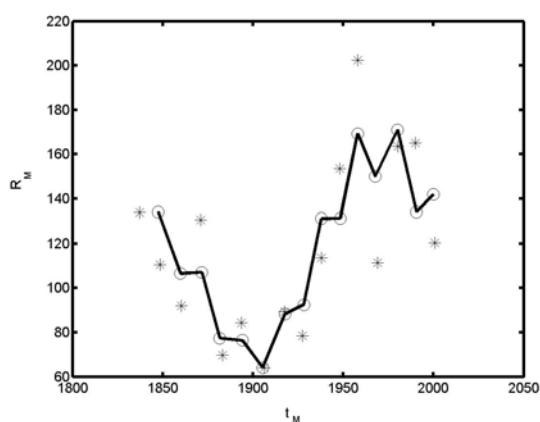


Рис. 1.

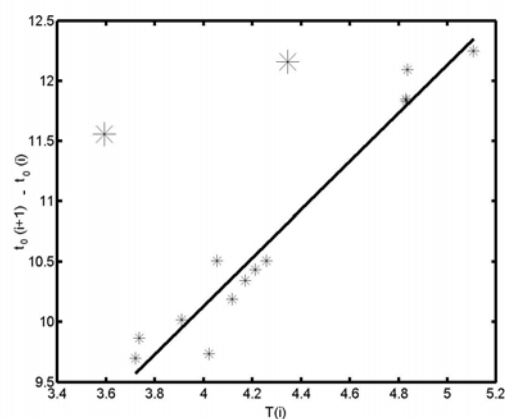


Рис. 2.

Аппроксимацию (3) можно рассматривать как уравнение с тремя неизвестными параметрами t_0 , T , R_M будущего цикла. Эти параметры можно вычислить, если объединить уравнение (3) с двумя другими, содержащими те же неизвестные. Таким уравнением является математическая формулировка эффекта Вальдмайера, т. е. наблюдаемой связи амплитуды и продолжительности ветви роста одного и того же цикла [8]. Для используемых нами параметров R_M и T в работе [1] получено:

$$R_M = 24.18 / (1 - 3.292/T), \quad (5)$$

где R_M выражено в шкале чисел Вольфа, а T – в годах.

Необходимое для решения системы третье уравнение содержит неизвестный параметр $t_0(i+1)$ будущего цикла с номером $i+1$ и значения стартового времени $t_0(i)$ и продолжительности ветви роста $T(i)$ предыдущего цикла:

$$t_0(i+1) = t_0(i) + 2.13 + 2.00 T(i). \quad (6)$$

Присутствие в системе уравнения (6) делает прогноз одношаговым – для вычисления характеристик будущего цикла нужно знать некоторые параметры предшествующего. Соотношение (6) является следствием эмпири-

ческой зависимости разности дат начала соседних циклов $t_0(i + 1) - t_0(i)$ от параметра $T(i)$ [1]. Эту зависимость для циклов 8–23, иллюстрирует рис. 2. Здесь видно, что для большинства циклов (13 из 15) зависимость близка к линейной, соответствующей показанному прямой линией уравнению (6). Коэффициент корреляции в этом случае равен 0.975, т.е. достаточно высок. Для 13 циклов получена оценка стандартного отклонения $\sigma = 2.5$ месяца от вычислений по формуле (6). Прогноз t_0 с такой погрешностью можно было бы признать очень хорошим. Однако для двух циклов (звёздочки увеличенного размера на рис. 2), не учтённых при выводе формулы (6), отклонения от эпигноза превышают 6σ и 10σ .

Ошибки прогноза t_0 приводят к сдвигу во времени прогнозируемого цикла, но слабо влияют на его форму, т.е. на параметры T , R_M . Это объясняется малыми изменениями R_M внутри будущего цикла в соответствии с формулой (3) и используемой связью (5) между R_M и T . Основные погрешности предлагаемого способа прогноза обусловлены существенными отклонениями фактических значений R_M и T от статистических закономерностей (3) и (5) (см. рис. 1, а также рис. 2 в работе [8]). По нашей оценке стандартное отклонение реальных значений R_M , T от прогнозируемых может превысить 20%. Несмотря на малую точность, предлагаемый способ прогноза полезен, поскольку может применяться до появления первых пятен наступающего цикла. По результатам такого прогноза получается нулевое приближение, которое будет постепенно уточняться после начала прогнозируемого цикла.

Согласно предварительному прогнозу эмпирические параметры функции (1), аппроксимирующей 25-й цикл, будут такими: стартовое время $t_0 = 2022.4$, продолжительность ветви роста $T = 4.2$ года и амплитуда в шкале чисел Вольфа $R_M = 116$ (дата максимума – июль/август 2026 года).

Литература

1. *Рощина Е.М., Сарычев А.П.* Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 6. С. 495.
2. *Ogurtsov M.G., Nagovitsin Yu.A., Kochaov G.E., Jungner H.* Solar Phys. 2002. V. 211. P. 371.
3. *Наговицын Ю.А.* Письма в Астрон. журн. 1997. Т. 23. № 11. С. 851.
4. *Наговицын Ю.А.* Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т. 41. № 5. С. 711.
5. *Ишков В.Н., Шибяев И.Г.* Изв. РАН. Сер. физич. 2006. Т. 70. № 10. С. 1439.
6. *Гневыхивев М.Н., Оль А.И.* Астрон. журн. 1948. Т. 25. № 1. С. 18.
7. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В.* Письма в Астрон. журн. 2009. Т. 35. № 8. С. 625.
8. *Рощина Е.М., Сарычев А.П.* Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 3. С. 257.

АКТИВНОСТЬ СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЙ КАК ОСНОВА ПРОЯВЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Рябов М.И.

*Одесская обсерватория «Уран-4» Радиоастрономического института НАНУ,
Украина
e.mail: ryabov-uran@ukr.net*

ACTIVITY OF THE NORTHERN AND SOUTHERN HEMISPHERES AS THE BASIS OF SOLAR CYCLE

Ryabov M.I.

Odessa observatory “Uran-4” of Radio astronomical Institute NANU

Odessa observatory “Uran-4” of Radio astronomical Institute NANU Examining daily and monthly averages of solar activity index of the northern and southern hemispheres on the total area of spots- Sp (12–24 cycles, 1874–2014), the Wolf numbers- W (22–24 cycles, 1992–2014). Application of band pass filtering based on Wavelet analysis shows that «Northern» and «Southern» cycles have their own start time, growth phase, the phases of decline, maximum and minimum. The formation of each cycle on all indices of activity is determined as a result of the combined effect of the long-period and short-periodic processes. Presented processes in the transition from cycle to cycle show merger, separation, modulation, and recurrent decay. Manifestation of abnormal activity in the growth phase, peak and decline cycle is formed by both intensifying objects in the processes, time and "Spectra periods" which are markedly different in the northern and southern hemispheres. Time intervals of activity in the northern and southern hemispheres are significantly different. The main conclusion is that the study of nature and development of the solar cycle modelling can be justified only on the basis of consideration of the activity of the northern and southern hemispheres particularly including their interaction while forming the global activity complexes.

Введение

Данная работа является продолжением цикла исследований [1–2] свойств проявления «северного» и «южного» циклов активности по данным ежедневных и среднемесячных значений индексов суммарных площадей групп пятен – Sp , и чисел Вольфа – W . В работе [1] было показано существенное различие в динамике развития северного и южного полушарий по данным сглаженных значений площадей групп пятен для 12–23 циклов активности. На основе применения расширенного вейвлет анализа были определены «спектры периодов» и глобальные спектры мощности формирующих активность северного и южного полушарий для ежедневных значений индексов Sp и W в 23-м цикле солнечной активности [2]. Показано, что окологодовой период (340 дней) является «ведущим» периодом северного полушария, а «квазидвухлетний» период (709 дней) «ведущий» в южном полушарии. В данной работе рассмотрены основные закономерности развития «северного» и «южного» циклов активности по

ежедневным и среднемесячным данным Sp и W индексов в 12–24 циклах активности.

Метод анализа данных

Методика применения расширенного варианта вейвлет анализа описана в работе [2]. На основе полученных данных с применением полосовой вейвлет фильтрации определены закономерности проявления «11-летнего» цикла, циклов средней продолжительности (1–7 лет) и периодов менее года.

Результаты исследований

Выделение 11-летних «северного» и «южного» циклов активности позволяет определить время их минимумов, максимумов, фаз роста и спада активности и продолжительности циклов. Общий вид циклов представлены на Рис. 1, а количественные результаты в Таблице 1.

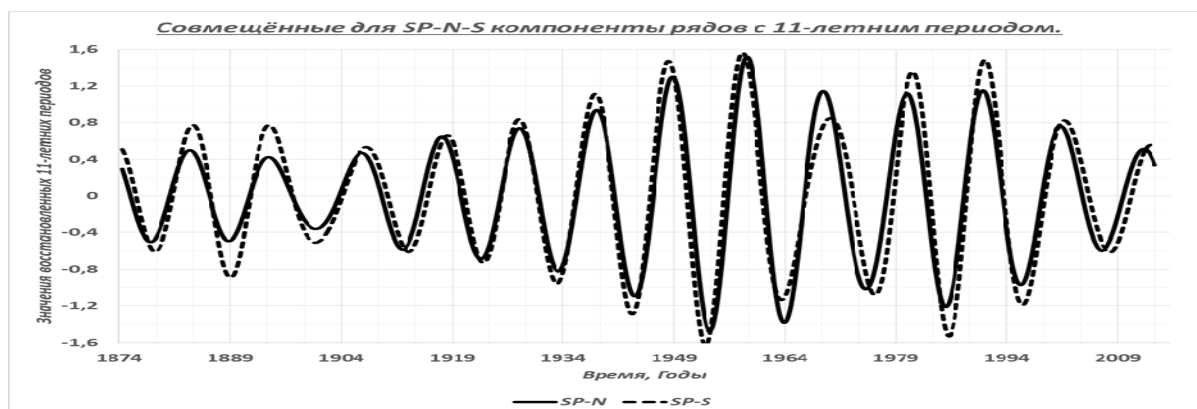


Рис. 1. Динамика развития «11-летних» циклов северного и южного полушарий Солнца.

Таблица 1.

Номер цикла	N min	N max	Длит. N цикла	S min	S max	Длит. S цикла
12	1878,17	1883,50	10,66	1878,84	1883,92	10,21
13	1888,83	1894,25	11,75	1889,04	1894,25	11,50
14	1900,58	1906,00	11,67	1900,54	1907,42	12,54
15	1912,25	1917,58	10,67	1913,09	1918,29	10,12
16	1922,92	1928,17	10,41	1923,21	1928,09	9,96
17	1933,33	1938,50	10,34	1933,17	1938,17	10,12
18	1943,67	1948,83	10,16	1943,29	1948,25	9,96
19	1953,83	1958,83	10,00	1953,25	1958,21	10,25
20	1963,83	1969,17	11,09	1963,50	1970,08	12,67
21	1974,92	1980,50	10,75	1976,17	1981,29	9,92
22	1985,67	1990,75	10,25	1986,08	1991,00	10,04
23	1995,92	2001,25	10,91	1996,13	2001,79	11,79
24	2006,83	2012,50		2007,92	2013,04	

В Таблице 1 жирным шрифтом выделены опережающие циклы активности.

Согласно полученным данным продолжительность «N циклов» меняется в интервале от 10 до 11.75 года, а «S циклов» от 9.92 до 12.67 лет. «11-летний» цикл является доминирующим периодом. При его рассмотрении в качестве тренда и удаления из исходных данных методом фильтрации удается определить динамику развития периодов средней продолжительности и кратковременных периодов. Результат проведения фильтрации для данных каждого полушария показан на Рис. 2.

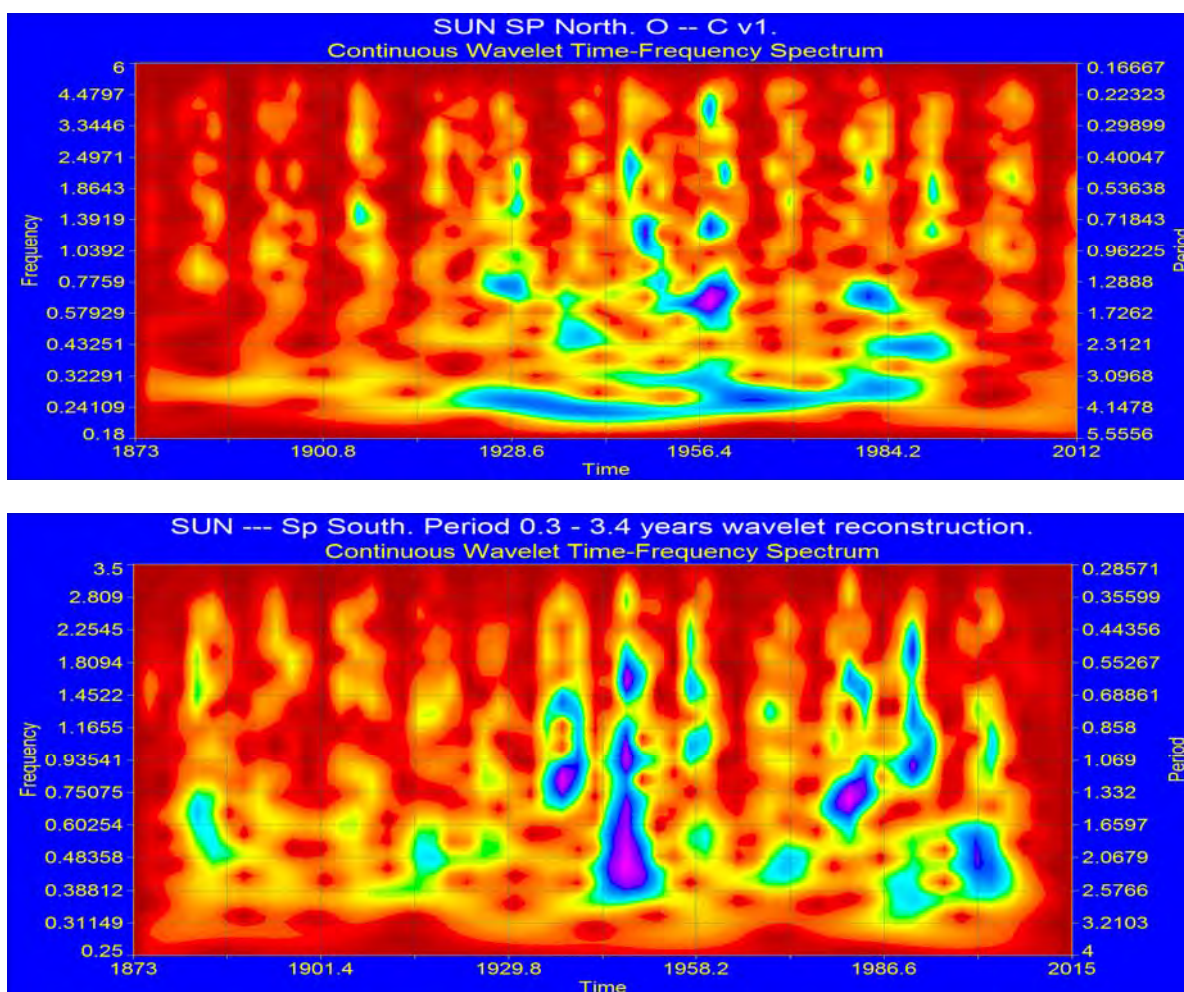


Рис. 2. Вейвлет спектры N и S полушарий Солнца при исключении «11-летнего» цикла.

Из Рис. 2 видно, что в северном полушарии обнаруживается слияние и разделение периодов в интервале от 1–5 лет. Максимум активности приходится на 19-ый цикл активности. В тоже время в южном полушарии преобладают локальные области усиления активности с максимумом ее проявления в 18-м цикле активности. Своеобразную динамику демонстрируют результаты полосовой Фурье фильтрации для периодов 3–5 лет в северном полушарии и 4–7 лет в южном. Наблюдаются периоды

«раскачки» данных интервалов периодов в северном полушарии в 15–22 циклах активности. (см. Рис. 3) и в южном полушарии в 18–20 циклах.

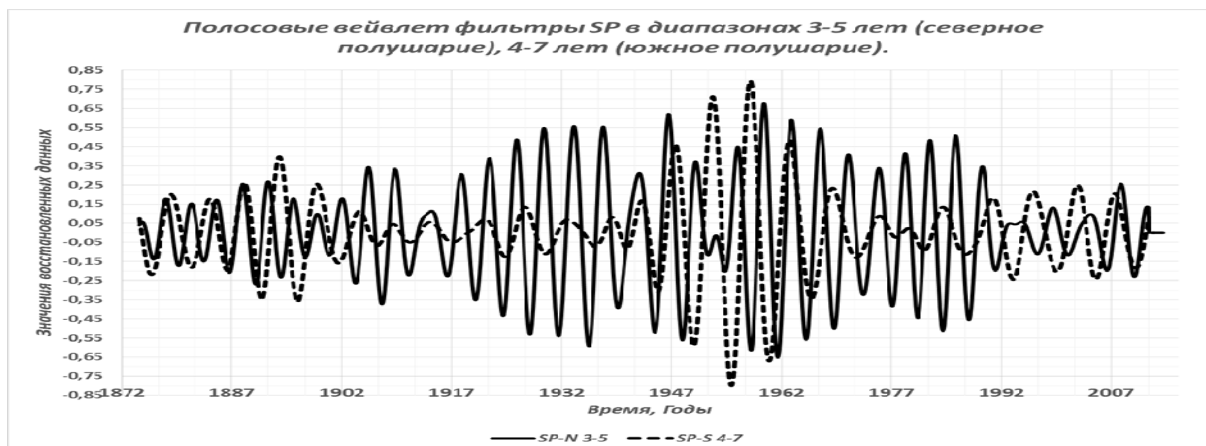


Рис. 3. Динамика развития активности периодов 3–5 лет северного и 4–7 лет южного полушарий Солнца.

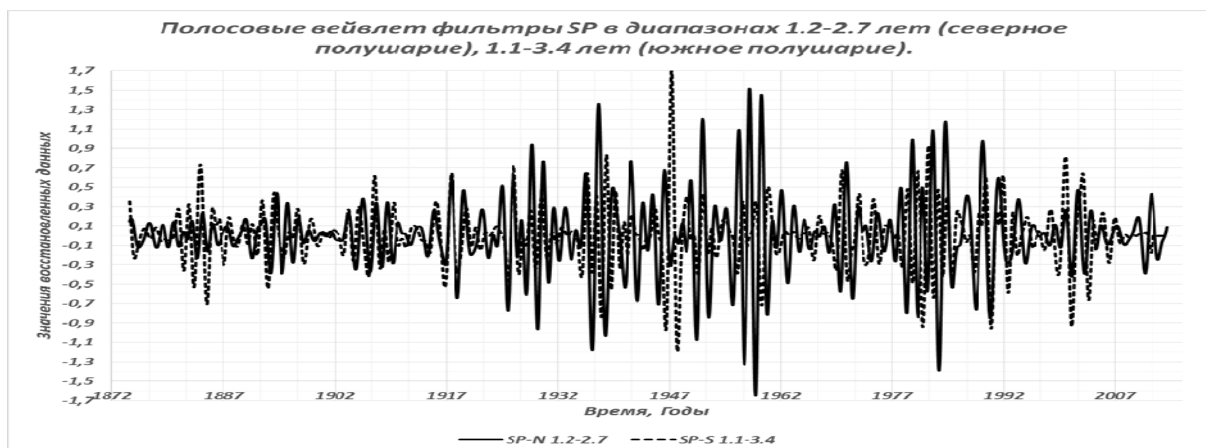


Рис. 4. Динамика развития активности периодов 1.2–2.7 лет северного и 1.1–3.4 лет южного полушарий Солнца.

В то же время рассмотрение динамики более коротких периодов в северном полушарии 1.2–2.7 года, а в южном 1.1–3.4 года в большей степени соответствует проявлению активности в периоды роста, максимума и спада активности с различным соотношением амплитуд (см. Рис. 4).

Литература

1. М.И. Рябов, С.А. Лукашук. Комплексы активности и их роль в аномальной активности северного и южного полушарий Солнца // Сб. статей «Циклы активности на Солнце и звездах», Москва, 2009, с. 121–135.
2. М.И. Рябов, А.Л. Сухарев, Л.И. Собитняк, С.А. Лукашук. Циклы северного и южного полушарий Солнца и их влияние на характер солнечно-земных связей // Сборник статей, «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», Санкт-Петербург, 2013, с. 235–239.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СВОЙСТВ ОТДЕЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ПЕРИОД 1923–1964

Скорбеж Н.Н., Коломиец С.Н., Тлатов А.Г.

Кисловодская горная астрономическая станция ГАО РАН, Россия

CREATING A DATABASE OF INDIVIDUAL SUNSPOTS PROPERTIES OF FOUR GREENWICH CICLES 1923–1964

Skorbezh N.N., Kolomiyets S.N., Tlatov A.G.

Kislovodsk mountain astronomical station, Russia

In this paper we present the first results of the computer allocation of sunspots on photographic plates archive Royal Greenwich Observatory. Solar observations were treated in the "white" light in the period from 1924 to 1964 or for activity cycles 16 ÷ 19. The aim of this work was to create a catalog of not only groups but individual sunspots and measuring their different geometrical characteristics. Number of digitized plates amounted to about 26,000. Techniques have been developed, implemented in a computer program for image analysis. Total allocated more than 242,000 individual spots. The comparison of the spot areas of computer processing of the data presented in the catalog photoheliograph results RGO (GPR), received the manual method. It is shown that series the areas have a high correlation coefficient ($R \sim 0.98$) for the monthly average values.

Введение

Солнечные пятна являются наиболее легко наблюдаемыми проявлениями солнечной активности. Их появление связано с выходом сильных магнитных полей, что приводит к понижению температуры поверхности Солнца по сравнению с невозмущенными областями. Регулярные ежедневные измерения солнечных пятен области были начаты в 1874 году. В настоящее время ряд площадей солнечных пятен является самым длинным из имеющихся временных рядов среди физических показателей солнечной активности [1].

Первая база данных площадей солнечных пятен была подготовлена Королевской Гринвичской обсерваторией в виде публикаций характеристик групп солнечных пятен (публикации GPR) в период 1874 и 1976. Каталог GPR содержит данные о положении и площади групп солнечных пятен, измеренные по фотографическим наблюдениям, проводимых в Королевской обсерватории Гринвича, обсерватории Мыса Доброй Надежды, в обсерватории Кодайканал и в нескольких других обсерваториях. Фотогелиограф RGO был несколько раз реконструирован, а в мае 1949 года он был перенесен из Гринвича в Herstmonceux (Сассекс), для лучших условий наблюдений [2]. Более подробная информация о данных каталога GPR и их цифровых версиях была опубликована недавно [3]. Оцифрованные данные

каталога GPR доступны на сайте NOAA Национального центра геофизических данных (NGDC) (<http://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/solardataservices.html>).

После 1976 г. наиболее стабильным рядом площадей групп солнечных пятен является ряд Кисловодской Горной астрономической станции, начавшей наблюдения с 1948 г. В период с 1948 по 1976 гг. совместные наблюдения Кисловодской станции и RGO позволили осуществить кросс-калибровку данных и получить максимально близкие ряды данных [4, 5].

К сожалению, эти ряды содержат характеристики о группах солнечных пятен, причем измеренных визуально. В данной работе ставились задачи создания базы данных отдельных солнечных пятен, а также хранения информации о выделенных структурах в виде векторной информации. Это позволяет проводить в дальнейшем сверку и уточнение, а также получать новые данные о топологии солнечных пятен.

Данные наблюдений и методы обработки

Мы использовали оцифрованный архив фотопластинок RGO в период с 1918 по 1972 гг. Всего в доступном нам архиве содержится около 26000 тыс. пластинок. Изображения были оцифрованы с разрешением 16 бит, а радиус Солнца составил около 1600 пикселей. Были разработаны методики, реализованные в компьютерной программе для анализа изображений. Обработка проводилась в несколько этапов. Первоначально отождествление солнечных пятен проводилось в автоматическом режиме. Для этого программа определяла границы солнечного диска, и накладывалась гелиографическая сетка. Затем определялась локальная яркость невозмущенной солнечной атмосферы на диске (QSL). Далее, применяя уровень порогового контраста относительно QSL, выделялись солнечные пятна. Для выделения пятен мы использовали процедуру “выращивания”, определяя объекты которых величина Δ' превышала некоторое пороговое значение $\Delta' > \Delta^1$ при условии, что и величина удовлетворяла условию $\Delta > 0,7 \cdot \Delta^1$. В результате для каждого пятна мы получали списки всех точек, имеющих общую границу, по которым находили средние координаты, яркость и другие параметры.

На последнем этапе изображения редактировались в полуавтоматическом режиме. Здесь происходила фильтрация артефактов и нанесение слабоконтрастных пятен. Пример выделения внешних границ пятен для 8 апреля 1947 г. представлен на Рис. 1.

Всего было обработано 13163 дней наблюдений RGO, для каждого из которых получена таблица данных в электронной форме. Выделено 242415 пятен. В том числе в 16-м цикле активности ~48 тыс., 17-м ~53, 18-м ~56, 19-м ~ 74 тыс. шт. На Рис. 2а представлен график изменения среднего числа выделенных пятен в день и усредненные помесечно. В годы максимума активности среднее число пятен может достигать 50.

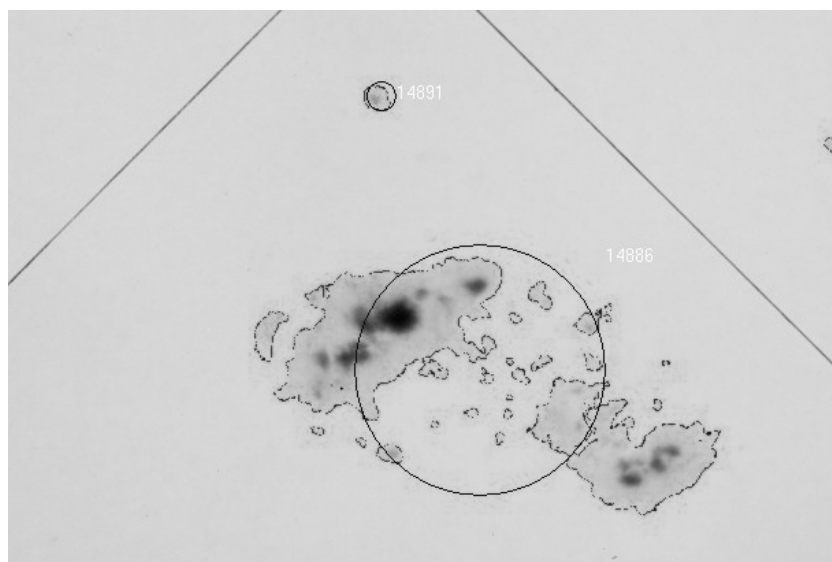


Рис. 1. Пример выделения внешних границ пятен для 8 апреля 1947 г. Кругом представлены положения центров групп пятен из каталога GPR.

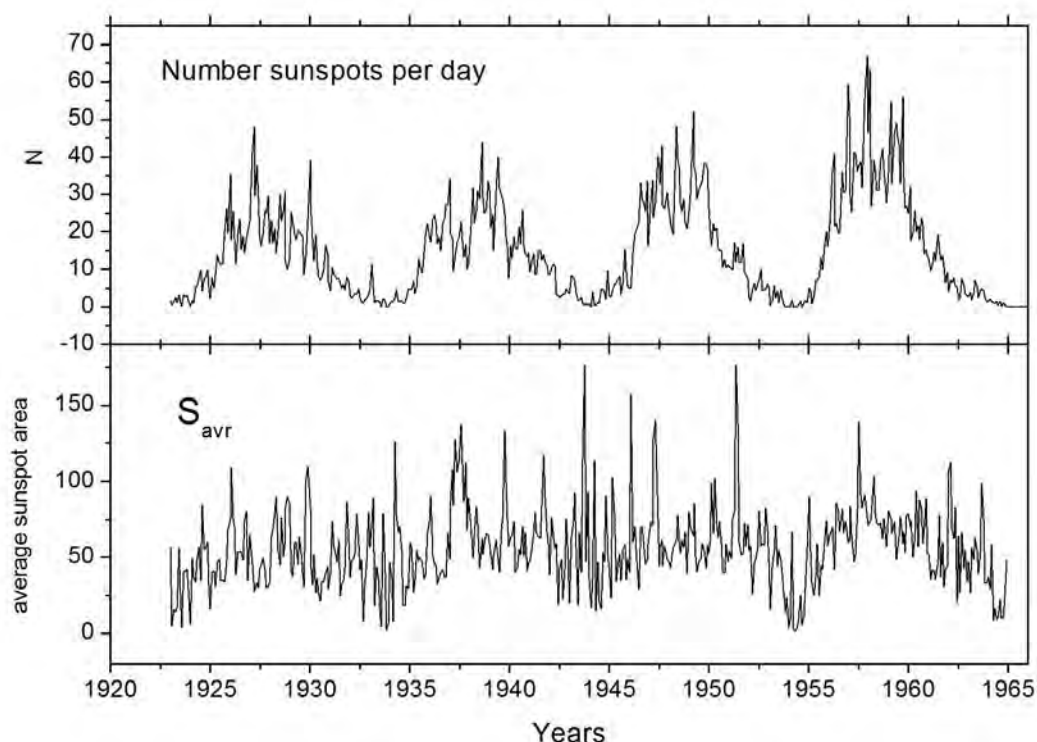


Рис. 2. *Сверху:* среднее число выделенных пятен в день и усредненные помесячно.
Внизу: средняя площадь пятен в мдп.

Другой новой характеристикой, полученной в результате данной реконструкции, является средняя площадь отдельных солнечных пятен (Рис. 2б). В годы максимума активности средняя площадь пятен возрастает, однако амплитуда модуляции от минимума к максимуму оказывается меньше, чем для суммарной площади пятен (Рис. 3).

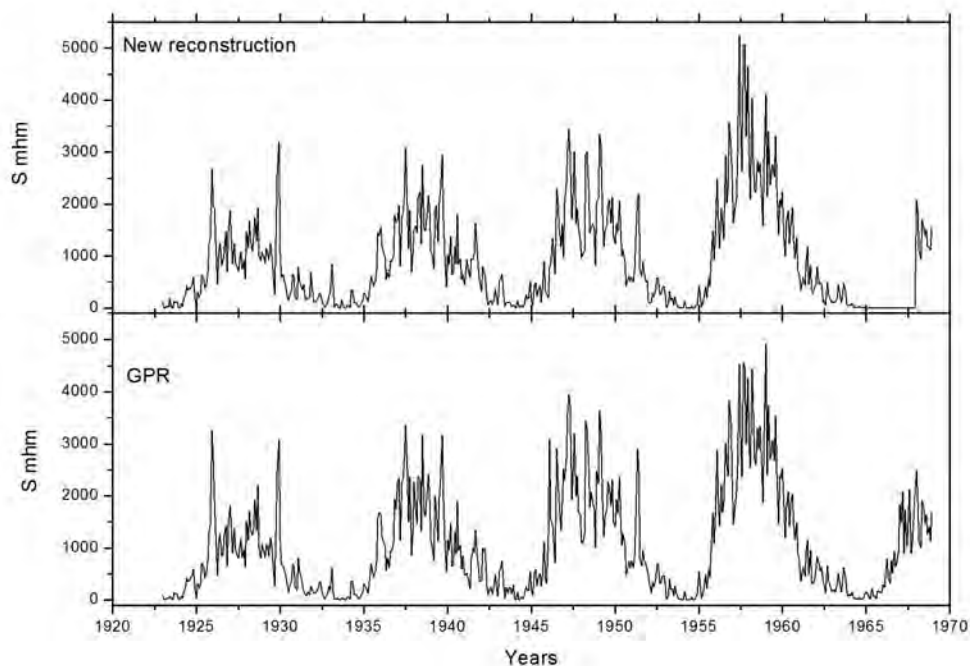


Рис. 3. Среднемесячные значения площади в единицах мдп, полученные в данной реконструкции (сверху) и по данным каталога GPR (внизу).

На Рис. 3. представлены среднемесячные значения площади, полученные в нашей реконструкции (сверху) и по данным каталога GPR. Уравнение регрессии можно представить в виде $S_{\text{GPR}} = 46,7(15) + 1,05(0,01)S_{\text{NEW}}$. Коэффициент корреляции составил $R = 0.98$.

Выводы

По данным обработки созданы базы данных отдельных солнечных пятен, которые включают в себя координаты, площадь, яркость, относительную яркость, протяженность и ряд других характеристик.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и программ РАН.

Литература

1. Usoskin I.G., 2008, Living Rev. Solar Phys., 5.
2. McCrea W.H., 1975, Royal Greenwich Observatory: An Historical Review issued on the occasion of its Tercentenary, London: H.M. Stationery.
3. Willis D.M., Coffey H.E., Henwood R., Erwin E.H., Hoyt D.V., Wild M.N., Denig W.F., 2013, 288, 141 Solar Phys.
4. Р.С. Гневышева. О системе определения площадей солнечных пятен в Пулковском каталоге солнечной деятельности. Бюлл. КИСО, № 8-8, 27–30. 1953
5. Р.С. Гневышева. Об устойчивости системы чисел Вольфа в Пулковском каталоге солнечной деятельности. Бюлл. КИСО, № 8-9, 22–23 1953.

ВРЕМЕННЫЕ ЗАДЕРЖКИ ДЛИННЫХ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ ПОТОКА МИЛЛИМЕТРОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ АО ОТНОСИТЕЛЬНО ВАРИАЦИЙ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Смирнова В.В.^{1,2}, Соловьев А.А.¹, Риехокайнен А.³, Каллунки Ю.⁴

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

²НИИАИ им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета

³Университет Турку, Финляндия

⁴Университет Аалто, Финляндия

TIME-DELAYS BETWEEN LONG QUASI-PERIODIC OSCILLATIONS OF MILLIMETER RADIO SOURCES AND THE MAGNETIC FIELDS OF SUNSPOTS

Smirnova V.V.^{1,2}, Solov'ev A.A.¹, Riehoainen A.³, Kallunki J.⁴

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences

²Sobolev Astronomical Institute, Saint Petersburg State University

³University of Turku, Finland

⁴Aalto University, Metsähovi Radio Observatory, Finland

Measurements and the interpretation of the time-delay effect between long quasi-periodic oscillations of sunspot magnetic fields and nearby millimeter radio sources observed at 37 GHz, are presented in this study. Radio-telescope of Metsähovi Radio Observatory, Aalto University, Finland was used for radio observations at 37 GHz frequency, as well as the Helioseismic and Magnetic Imager instrument on-board the Solar Dynamics Observatory spacecraft was used to obtain magnetic field data. Cross-correlation analysis for corresponding time-series was applied to calculate observable time delays. Direct geometric measurements of the mutual disposition of the radio-source maximum and the external edge of the sunspot penumbra were used to estimate the distance between the radio source and the point of origin of the magnetic loop on the top of which the source is formed in according with the "three magnetic fluxes" model of sunspot magnetic structure. The corresponding time-delays were determined as the ratio of this distance to the typical speed of wave propagation (acoustic wave). These time-delays turned to be in the interval of 15-35 minutes. The values obtained by this way are found to be well coincided with the values obtained from the cross-correlation analysis of corresponding time-series. Thus, the interpretation of the phenomenon is given in terms of the concept of time-propagation of disturbances with the sound speed from the sunspot to the radio source connected with the spot.

1. Введение

В 2011–2012 гг. мы анализировали длинные квазипериодические вариации радиоизлучения активных областей (АО), наблюдаемых на частоте 37 ГГц и вариации напряженности магнитных полей солнечных пятен, между которыми наблюдались АО (межпятенные/околопятенные радиосточники) [1]. Данные о вариациях радиоизлучения на частоте 37 ГГц были получены на радиотелескопе Метсахови, с пространственным разреше-

нием 2,5 угл. мин. Временное разрешение составляло 2 мин. Вариации напряженности магнитного поля пятен изучались по данным Solar Dynamics Observatory (SDO), полученным с помощью инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) [2]. Вейвлет-анализ временных рядов данных показал наличие длинных квазипериодических вариаций радиоизлучения АО и напряженности магнитных полей пятен с периодами 200–350 мин, при длительности рядов 10–18 часов. При этом нами были обнаружены временные задержки вариаций радиоизлучения по отношению к вариациям магнитного поля, со значениями в интервале 15–35 минут. Эти задержки могут быть интерпретированы в рамках модели «мелкого пятна» [3] как время распространения возмущений от медленно колеблющегося пятна к радиоисточнику. Скорость распространения волн в корональной магнитной петле с длиной петли порядка 100 Мм в работах [4, 5] принималась равной альвеновской. Однако миллиметровое излучение генерируется в хромосфере и переходном слое и наблюдается на высотах порядка 2–2,5 Мм [6]. Соответственно, длина магнитных петель, наблюдаемых в этом радиодиапазоне, должна быть меньше корональных. К тому же, альвеновская волна по своей природе несжимаема и не может эффективно модулировать плотность плазмы, излучающей в миллиметровом радиодиапазоне. По-видимому, в нашем случае обнаруженные временные задержки следует сопоставлять со временем распространения вдоль магнитных петель медленных магнитозвуковых волн, скорость которых вдоль магнитного поля совпадает со скоростью звука.

2. Результаты и выводы

Методы получения и обработки данных можно найти в работах [1, 7].

В Таблице 1 приведены результаты вычислений наблюдаемых (полученных из кросс-корреляционного анализа) и расчетных (вычисленных по отношению длины петли к скорости звука) временных задержек вариаций радиоизлучения АО относительно вариаций напряженности магнитных полей солнечных пятен.

Таблица 1.

Дата	АО (NOAA)	Периоды (мин)	T_набл (мин)	Трасч (мин)	L (км)
29.06.2011	11242	200-250, 250-400	18	18.4	10500
30.06.2011	11243	200-400	16	15.9	9100
21.07.2011	11254	200-300	19	14.4	8200
02.05.2012	11471	200-250	23	27.3	15500
23.05.2012	11484; 11486	200-250; 250-300	30; 35	30.5; 33.2	17400; 18900
20.06.2012	11510	250-300	27	31.6	18000

В первых двух столбцах таблицы даются даты наблюдений и номера активных областей, в третьем столбце – характерные интервалы периодов квазипериодических вариаций радиоизлучения АО и магнитных полей пятен. В четвертом и пятом столбцах приведены наблюдаемые и рассчитанные временные задержки соответственно. В шестом столбце приведены оценки длин магнитных петель. На рис. 1 (а) показан пример расчета коэффициента корреляции для временных рядов, полученных 21.07.2011 для АО 11254. Максимальный коэффициент корреляции 0.69 получается при временном сдвиге (задержка радиоизлучения по отношению к магнитному полю) на 19 минут. На рис. 1 (б) дана магнитограмма АО 11254. Контурами показано положение края полутени крупного пятна; стрелкой указано положение максимума радиоизлучения околопятенного источника на частоте 37 ГГц. Несмотря на то, что пространственное разрешение радиотелескопа Метсахови составляет 2.5 угл. мин, максимум излучения радиоисточника выражен достаточно резко и определяется с точностью 1-2 пикселя на магнитограмме [8].

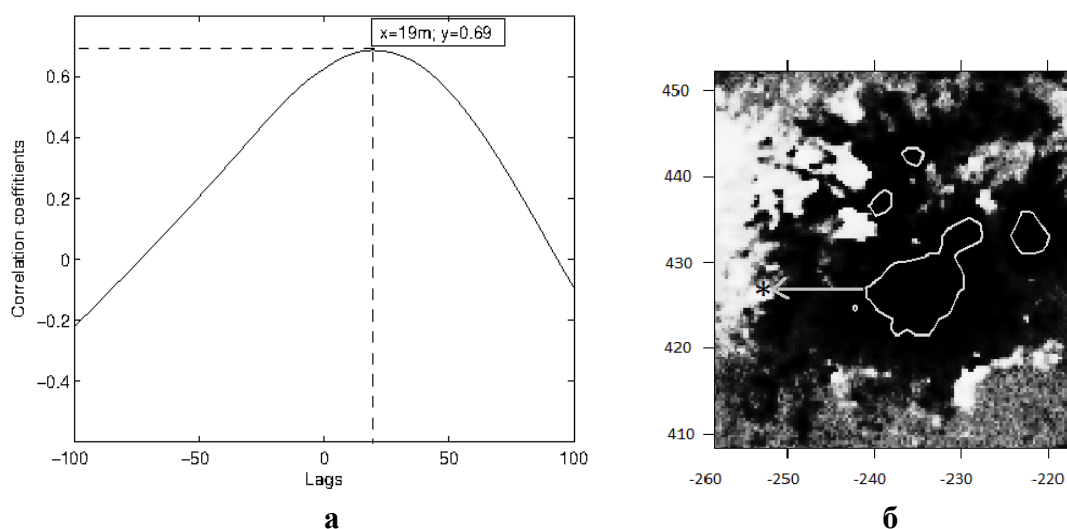


Рис. 1.

Используя наблюдательные данные, можно вычислить характерное расстояние между положением радиоисточника и краем полутени ближайшего к нему пятна $L = \sqrt{l^2 + h^2}$, где l – расстояние между проекцией радиоисточника на фотосферу и положением края полутени пятна, а h – высота радиоисточника над фотосферой, которая равна 2000 км, в соответствии с моделью [6]. Расчетная временная задержка $T_{\text{расч}}$ будет равна, соответственно L/c_s , где c_s – скорость звука, равная $\sqrt{\gamma RT/\mu} = 9.5$ км/с ($\gamma = 5/3$, R – газовая постоянная, T – температура (К), $\mu = 1.28$ – молярная масса газа). Зависимость между наблюдаемыми ($T_{\text{набл}}$) и расчетными ($T_{\text{расч}}$) временными задержками показана на рисунке 2а. Полученные точки располагаются близко к биссектрисе, линия регрессии также мало отличается от биссектрисы, т.е. $T_{\text{расч}} = T_{\text{набл}}$.

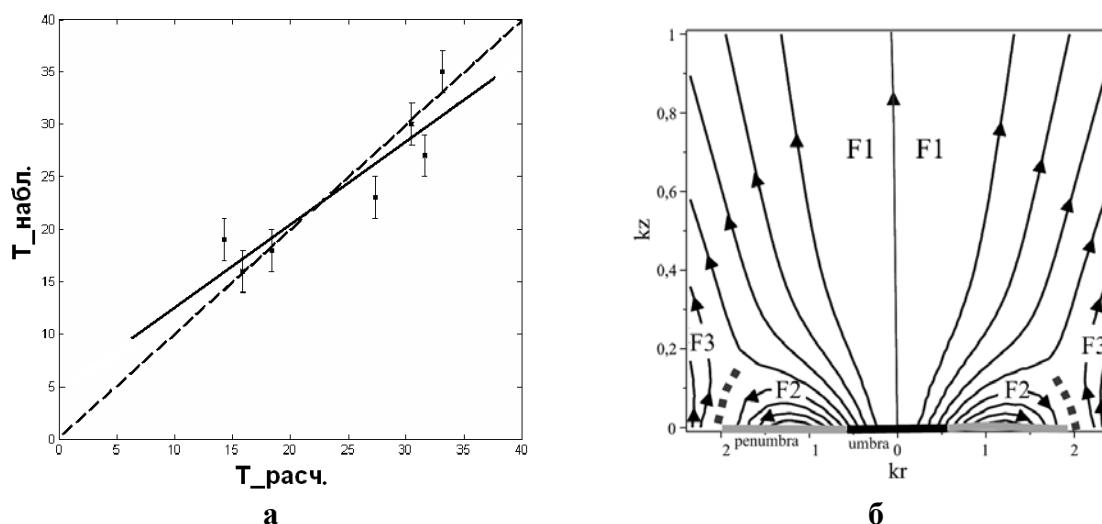


Рис. 2.

Характерная длина магнитной петли L , в вершине которой наблюдается радиоисточник, определялась на основе модели «трех магнитных потоков» в пятне [9]. В соответствии с нею околопятенный радиоисточник формируется за счет ускоренных заряженных частиц (электронов), заполняющих низкую магнитную петлю, лежащую между пятнами разной полярности (рис. 2б). Здесь поток F1 выходит из пятна в корону и далее замыкается на область противоположной полярности. В этой магнитной конфигурации, магнитные петли, находящиеся между пятнами, достаточно короткие, и они могут быстро заполняться ускоренными заряженными частицами, которые распространяются вдоль магнитных линий и аккумулируются в вершинах петель. Поток F2, идущий в полутени пятна, замыкается на фотосферу. Между потоками F2 и F3 возникают мелкомасштабные спорадические магнитные пересоединения. Они порождают ускоренные частицы, которые, термализуясь по пути к вершине петли, формируют межпятенный/околопятенный радиоисточник.

Литература

1. Smirnova, V.V.; Riehokinen, A.; Solov'ev, A.A.; Kallunki, J.; Zhiltsov A.V.; Ryzhov, V.S. 2013, A&A, Vol. 552, A23.
2. Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., et al. 2012, Sol. Phys., 275, 207.
3. Solov'ev, A.A., & Kirichek, E.A. 2014, Astrophysics and Space Science, **352**, 23–42.
4. Nakariakov, V.M., & Stepanov, A.V. 2007, in Lecture Notes in Physics, eds. K.-L. Klein, & A.L. MacKinnon (Berlin: Springer Verlag), **725**, 221.
5. Roberts, B. 2000, Sol. Phys., 193, 139.
6. Avrett, E.H. & Loeser, R. 2008, Ap. JS, **175**, 229.
7. Efremov, V.I.; Parfinenko, L.D.; Solov'ev, A.A. 2012, Cosm. Res., **50**, p. 44.
8. Riehokainen, A., Valtaoja, E. & Pohjolainen, S. 2003, A&A, **402**, 1103.
9. Bakunina I.A., Melnikov V.F., Solov'ev A.A., Abramov-Maximov V.E., 2014, Solar Phys., DOI: 10.1007/s11207-014-0614-7

**СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ
СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 04.07.2012 В ДИАПАЗОНЕ 100–200 ГГц
И ЕГО ИНТЕРПРЕТАЦИЯ**

**Смирнова В.В.^{1,2}, Цап Ю.Т.^{1,3}, Моргачев А.С.^{1,4}, Моторина Г.Г.¹,
Контарь Э.П.⁵, Нагнибеда В.Г.², Стрекалова П.В.²**

¹Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН

²НИИАИ им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета

³Крымская Астрофизическая Обсерватория

⁴Нижегородский научно-исследовательский радиофизический институт

⁵Факультет физики и астрономии, Университет Глазго, Великобритания

**SUB-THZ RADIO BURST EMISSION FROM THE SOLAR FLARE
ON 04.07.2012 IN THE RANGE OF 100–200 GHz
AND ITS INTERPRETATION**

**Smirnova V.V.^{1,2}, Tsap Y.T.^{1,3}, Morgachev A.S.^{1,4}, Motorina G.G.¹,
Kontar E.P.⁵, Nagnibeda V.G.², Strelakova P.V.²**

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences

²Sobolev Astronomical Institute, Saint Petersburg State University

³Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny

⁴Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

⁵School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, G12 8QQ, Glasgow, UK

It was revealed for the first time that the spectral flux of sub-millimeter emission increases with frequency between 93 and 140 GHz. Images showed a good correlation of the soft X-ray and ultraviolet (131 Å) sources of emission as distinguished from the H α ones. The time profiles of the hard X-ray and microwave emission had similar behavior while the maximum of the sub-THz emission coincided with the maximum of the SXR one. On the basis of the SDO/AIA data the differential emission measure was found. The thermal coronal plasma with the temperature above 0.5 MK can not be responsible for the observed sub-THz flare emission because of the small emission fluxes. The non-thermal gyrosynchrotron mechanism can explain the spectral peculiarities but it suggests too large values of the hard X-ray flare emission. The observed sub-millimeter spectral characteristics can be explained by the thermal bremsstrahlung emission of the plasma with the temperature of about 0.1 MK.

Исследование механизмов вспышечного энерговыделения является одной из наиболее актуальных проблем физики Солнца. Для ее решения необходимы многоволновые наземные и космические наблюдения. Однако до сих пор изучение вспышек проводится далеко не во всем доступном диапазоне длин волн. Прежде всего, это касается суб-терагерцовых (0.1–1 ТГц) наблюдений – к настоящему времени получены лишь единичные, неоднородные данные на нескольких фиксированных частотах. Между тем соответствующий анализ позволяет получить важную информацию об ускорении релятивистских электронов и нагреве плазмы в источнике энерговыделения [1–3].

Рост потока суб-ТГц излучения вспышек с частотой – одно из наиболее загадочных явлений солнечной радиоастрономии [1–4]. Вплоть до последнего времени наблюдения проводились на частотах > 200 ГГц. Это существенно ограничивало применение тех или иных теоретических моделей, объясняющих происхождение наблюдаемого положительного наклона спектра. Как правило, данная спектральная особенность связывается либо с тепловым тормозным, либо нетепловым гиротронным механизмом излучения [3–9].

Значительный вклад в понимание природы суб-ТГц событий могут дать наблюдения вспышек в диапазоне 100–200 ГГц. Это позволяет наряду с крупными высокоэнергичными вспышками детально исследовать сравнительно слабые события (например, рентгеновского класса М), которые наблюдаются гораздо чаще и происходят в активных областях с относительно простой магнитной структурой. Так, согласно [9] (см. также [10]), среди 115 исследованных микроволновых всплесков с максимальными потоками > 100 с.е.п, положительный наклон спектра, начиная от 20 ГГц, был обнаружен у 25% событий.

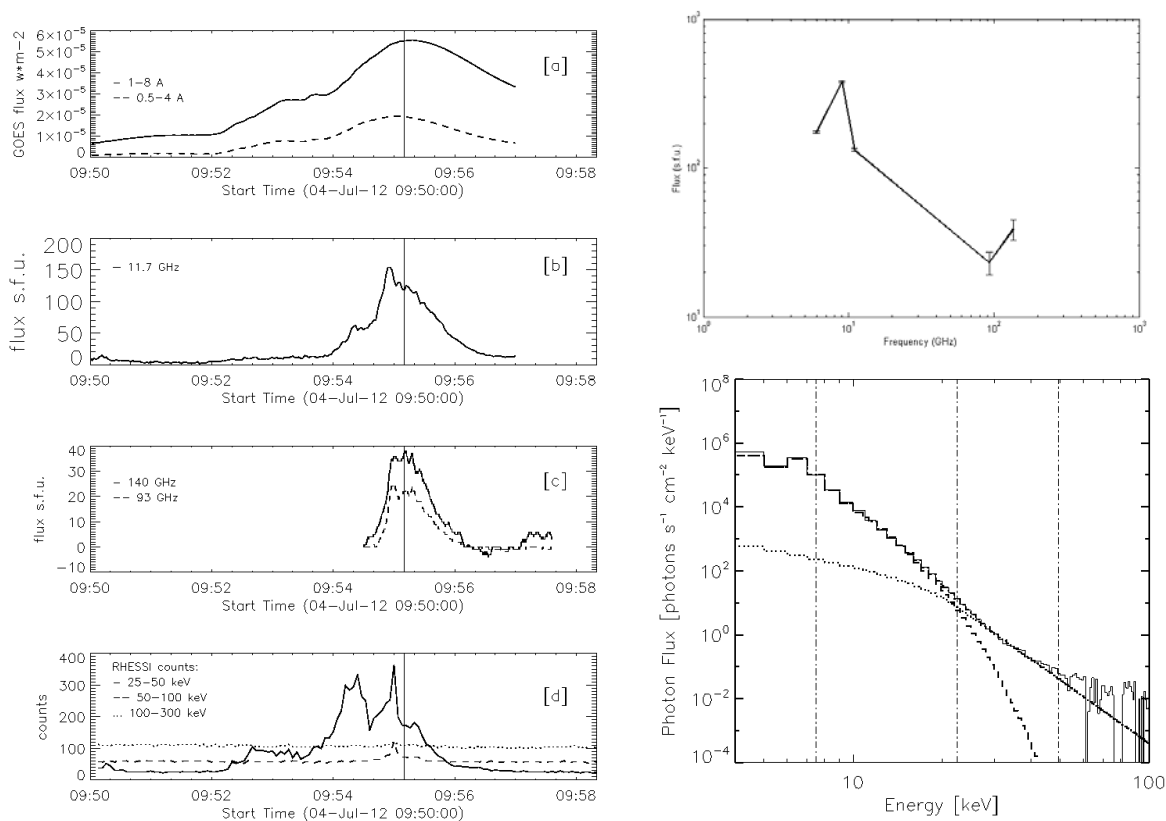


Рис. 1. Временные профили (*слева*) и спектры (*справа*) излучения солнечной вспышки 04.07.2012. На правой панели внизу пунктирная и штриховая линии описывают вклад соответственно нетепловой и тепловой компоненты плазмы в рентгеновское излучение.

В данной работе представлен анализ и интерпретация вспышечного события класса М5.3, произошедшего 04.07.2012 г. в активной области АО

11515, которое наблюдалось на частотах 93 и 140 ГГц на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана.

Временные профили суб-ТГц излучения данной вспышки (рис. 1с) были получены на радиотелескопе РТ-7,5, пространственное разрешение которого составляет 2,5 угл. мин, а временное – 0,125 сек [11, 12]. В работе также использовались измерения плотности потока микроволнового излучения солнечного диска, полученные как на радиотелескопе Метсахови на частоте 11,7 ГГц (рис. 1б) [13], так и на радиоантеннах Кисловодской горной станции (6 и 9 ГГц) с временным разрешением 0,02 и 0,5 сек соответственно.

Для анализа ультрафиолетовых и рентгеновских наблюдений привлекались данные космических станций SDO, GOES и RHESSI [14–16]. Временные профили потока рентгеновского излучения по данным GOES и RHESSI показаны соответственно на рис. 1а и рис. 1d. Видно, что максимумы суб-миллиметрового и мягкого рентгеновского излучения, в отличие от жесткого рентгеновского, совпадают. Спектр плотности потока радиоизлучения (рис. 1 справа сверху), построенный на момент максимума вспышки, имеет типичную форму для суб-ТГц события. Величина потоков в коротковолновой части не превышает 40 с.е.п.

Как показали численные расчеты, спектр фотонов рентгеновского излучения вспышки (рис. 1 справа внизу), полученный по данным RHESSI, хорошо объясняется в рамках модели толстой мишени, если принять спектральный индекс ускоренных электронов $\delta = 7.3$, что предполагает малое число электронов, ускоренных до высоких энергий.

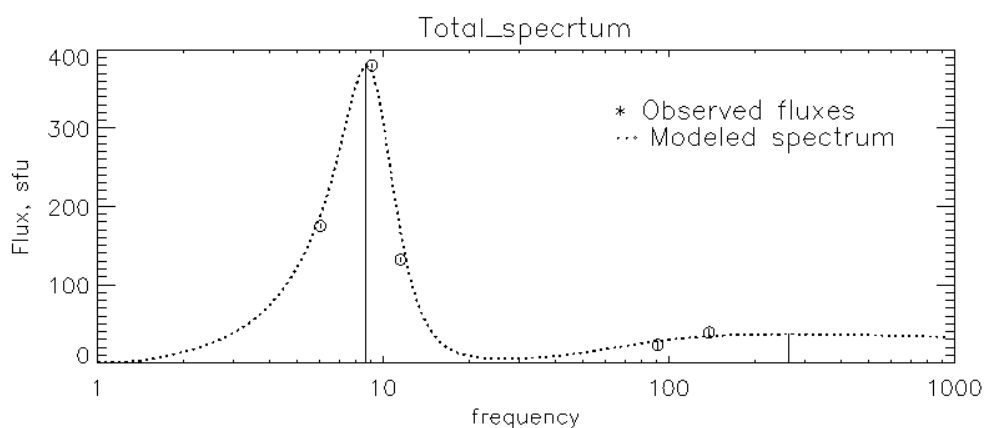


Рис. 2. Результаты численного моделирования спектра вспышки 04.07.2012.

Численное моделирование спектра радиоизлучения исследуемого события, проведенное с помощью программы расчета гиротронного излучения Флейшмана-Кузнецова [17] (рис. 2.) показало, что тепловой тормозной механизм излучения наиболее адекватно описывает положительный наклон высокочастотной части спектра. При этом температура из-

лучающей плазмы должна составлять около 10^5 К. Если бы суб-ТГц излучение имело гиротронную природу, то поток быстрых электронов

$$F = 2,16 \times 10^9 S \frac{\delta - 1}{2\delta - 3} n \sqrt{E_{keV}} \text{ [электронов/с].}$$

Откуда, принимая площадь источника жесткого рентгеновского $S = 3 \times 10^{16}$ см², показатель спектра $\delta = 7$, полученную в рамках принятой гиротронной модели концентрацию быстрых электронов $n = 5 \times 10^{11}$ см⁻³ и $E_{keV} = 20$ кэВ, находим $F = 2,5 \times 10^{37}$ электронов/с, что на два порядка превосходит значение $F = 4,2 \times 10^{35}$ электронов/с, полученное из фитирования (пунктирная линия на рис. 1 справа внизу) наблюдаемого рентгеновского спектра. В пользу заключения о тепловой природе суб-ТГц излучения свидетельствуют также временные профили (рис. 1) и рассчитанная дифференциальная мера эмиссии корональной плазмы.

Работа частично поддержана программами Президиума РАН П-21, П-22, грантами РФФИ 13-02-00277 А, 14-02-00924 А и 13-02-90472 укр_ф_а.

Литература

1. *Luthi T., Magun A., Miller M.* 2004, *Astron Astrophys.*, 415, 1123.
2. *Gimenez de Castro C.G., Trottet G., Silva-Valio A., et al.* 2009, *Astron. Astrophys.*, 507, 433.
3. *Krucker S., Gimenez de Castro C.G., Hudson H.S. et al.* 2013, *Astron. Astrophys. Rev.*, 21, id. № 58.
4. *Trottet G., Raulin J., Kaufmann P., Siarkowski M., Klein K., Gary D.E.* 2002, *Astron. Astrophys.*, 381. 694.
5. *Silva A.V.R., Share G.H., Murphy R.J. et al.* 2007, *Solar Phys.*, 245, 311.
6. *Fleishman, G.D., Kontar E.P.* 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 709, L127.
7. *Gimenez de Castro C.G., Cristiani G.D. Simoes P.J.A. et al.* 2013, *Solar Physics*, V. 284, 541.
8. *Trottet G., Krucker S., Luthi T., Magun A.* 2008, *Astrophys. J.*, 678, 509.
9. *Correia E., Kaufmann P., Magun A.* 1994, *IAUS*, 154, 125.
10. *Chertok I.M., Fomichev V.V., Gorgutsa R.V. et al.* 1995, *Solar Phys.*, V.160, 181.
11. *Rozanov B.A.* Millimeter range radiotelescope RT-7.5 BMSTU, in *Reviews of USSR Universities*, part 3: Radio electronics, 1981, v. 24, 3.
12. *Smirnova V.V., Nagnibeda V.G., Ryzhov V.S., Zhil'tsov A.V., Solov'ev A.A.* 2013, *Geomagnetism & Aeronomy* 53, 997.
13. *Urpo S.* Observing methods for the millimeter wave radio telescope at the Metsahovi Radio Research Station and observations of the Sun and extragalactic sources // PhD thesis. – 1982. Helsinki University of Technology, Espoo, Finland.
14. *Lin R.P., Dennis, B.R., Hurford G.J. et al.* 2002, *Solar Phys.*, 210, 3.
15. *Lemen J.R., Title A. M., Akin D.J. et al.* 2012, *Sol. Phys.*, 275, 17.
16. *White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A.* 2005, *Solar Phys.* 227, 231, 248.
17. *Fleishman G.D., Kuznetsov A.A.* 2010, *Astrophys. J.*, 721, 1127.

ТРЕХПОТОКОВАЯ МОДЕЛЬ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН

THREE-FLUX MODEL OF SUNSPOT MAGNETIC STRUCTURE

Solov'ev A.A.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences

Magnetic structure of a typical sunspot is presented as a complex of three interacted magnetic fluxes. The first of them goes out from the umbra of sunspot to the corona and closes through the upper layers of the atmosphere on the spot of opposite polarity. The second one forms the penumbra of sunspot with Evershed flows carrying heavy photospheric plasma. This magnetic flux, as the radial outflows of heavy plasma, are to be closed on nearby photosphere near the outer edge of the penumbra. The third magnetic flux is the flux of external magnetic field which has the same polarity as the first, basic flux F1 going from the umbra. On the separatrix surface between F2 and F3 fluxes, the reconnections of magnetic field lines of opposite polarity arise inevitable. These reconnections occur in a small and multiple-scale current sheets and have random sporadic character due to the dynamics and high fragmentation of penumbra, divided into a lot of thin moving and intermixing filaments. Every such small-scale current sheet produces a number of accelerated particles, and these particles going along the magnetic field lines away from the spot fill the magnetic loops emerging from the spot. In bipolar active region the magnetic loops lying between the spots are the most short and are filled by accelerated particles more effectively than the loops at the external sides of sunspots. The accelerated particles on the way to the tops of the loops accumulate at the tops and being partially thermalized form the radio sources. Thus, due to the effects described above, the interspot radio sources are formed in relatively short loops that connect the sunspots of opposite polarity.

1. Введение

Для анализа энергетики и расчета оптического и радио-излучения солнечных пятен необходимо иметь представление о типичной структуре магнитного поля одиночного круглого пятна (Solov'ev, Kirichek, 2014), а также биполярной группы пятен. В данной работе рассмотрена модель трех потоков магнитного поля в пятне, позволяющая описать основные особенности магнитной структуры пятна и понять природу и механизм формирования межпятенных радиоисточников (МПИ) (Bacunina et al, 2014).

2. Описание модели и выводы

Рассмотрим вначале одиночное униполярное круглое пятно с достаточно развитой полутенью. Его типичная магнитная структура (вертикальный разрез) показана на рисунке 1. Поток магнитного поля из пятна делится на 2 части. Первая, F1 – поток поля, уходящий вверх, в корону и замы-

кающийся вдалеке, через верхние слои солнечной короны на пятно (или пятна) противоположной полярности. Вторая часть F2 – магнитный поток, который формирует относительно тонкий слой полутени пятна, где существуют радиально истекающие из пятна течения Эвершеда, несущие в себе достаточно плотную фотосферную плазму, которая не может быть поднята в корону. Магнитные силовые линии потока F2 сильно прижаты к поверхности Солнца и на внешней границе полутени они замыкаются на фотосферу в непосредственной близости от пятна. Но, кроме того, в окрестности пятна в активной области всегда есть внешнее по отношению к пятну магнитное поле F3, которое имеет ту же полярность, что и поле в пятне, но напряженность его значительно слабее (около 400–500 Гс). В тех точках, где поток, выходящий из пятна, раздваивается на F1, уходящий вверх, и F2, уходящий вниз, возникает особая линия (на рисунке 1 это – точка), образующая верхний край сепаратрисной поверхности между магнитными потоками противоположной полярности F2 и F3. На этой поверхности неизбежно возникают магнитные пересоединения, здесь формируются множественные мелкомасштабные токовые слои, в которых плазма греется (отсюда возникают многочисленные яркие точки вокруг пятна, известный пояс повышенной яркости), но нагрев этот очень слабый, поскольку плотность плазмы здесь велика (альвеновская скорость мала). В этих магнитных пересоединениях, как бы малы и слабы они ни были, обязательно возникают электрические поля и ускоренные частицы – электроны, главным образом. Их относительно немного, но они постоянно есть. Важно подчеркнуть, что вследствие динамической природы полутени пятна пересоединения на ее внешнем краю носят случайный стохастический характер: магнитное поле в полутени крайне неоднородно, резко фрагментировано, вдоль тонких волокон текут радиально направленные от пятна струи течений Эвершеда со скоростями в несколько км/с. Эти множественные магнитоплазменные струи в полутени пятна, как показывают современные космические наблюдения, постоянно меняют форму, перемешиваются и перекрещиваются. Все это ведет к тому, что в области указанной сепаратрисы формируются мелко- и мультимасштабные токовые слои, время жизни каждого из которых невелико – несколько минут, они возникают и быстро исчезают, но важно, что какое-то их число существует постоянно, поскольку в силу общей крупномасштабной геометрии системы здесь, у внешней границы полутени, встречаются магнитные поля разных знаков. Множественные токовые слои порождают вокруг пятна определенный фон ускоренных частиц. Как показывают данные космической обсерватории *Hinode*, эти частицы, заполняя тонкие низколежащие магнитные петли, где поле достаточно сильное, могут давать даже рентгеновское излучение. Более высокие петли, с меньшим полем дают радиоизлучение, как тепловое, так и гиротронное (Tun et al. 2011, see herein Fig. 18).

Таким образом, в случае простого униполярного пятна радиоисточники должны иметь преимущественно круговую форму, хотя в реальности электроны, заполняющие магнитные петли и термализирующиеся в них, могут давать геометрические фигуры более сложной формы.

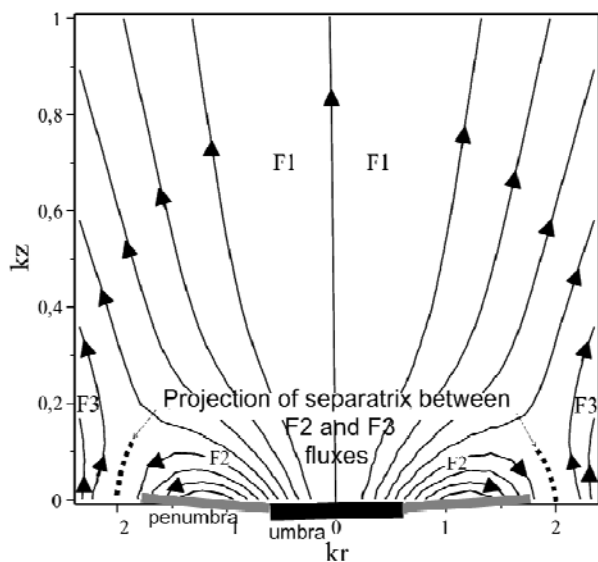


Рис. 1. Пример конкретного расчета магнитной структуры круглого солнечного пятна с развитой полутенью, получаемой из условия: $A = const$, где A – поток вертикального магнитного поля в пятне, заданный формулой:

$$A = - \left(1 + \frac{(kr)^2}{w} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{10(kr)^2 \exp(-10kz)}{w \left(1 + \frac{(kr)^2}{w} \right)^{10}},$$

$w = (1 + kz)^2$. Здесь k – обратный масштаб длины, $w(z)$ – единица площади поперечного сечения магнитной силовой трубки.

Теперь рассмотрим биполярную структуру, ситуацию более близкую к реальности. Это может быть и биполярная группа пятен, и одиночное пятно с преимущественным направлением замыкания основного потока.

Возьмем для простоты симметричную биполярную группу (Рис. 2).

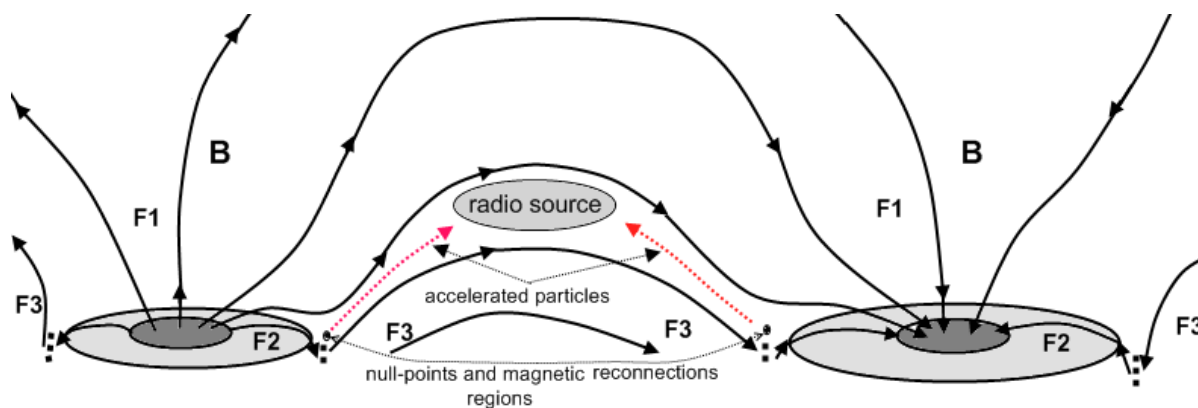


Рис. 2. Схема, поясняющая формирование МПИ в симметричной биполярной группе пятен.

В тех относительно коротких магнитных петлях, которые оказываются между пятнами, электроны, ускоренные в областях пересоединения на сепаратрисной поверхности, легко накапливаются и, частично или полностью термализуясь, образуют межпятенные радиоисточники (МПИ) со всем набором их свойств. Вдоль тех силовых линий (петель), что оказыва-

ются на боковых и внешних частях пятен, электроны уходят далеко от пятна, в таких длинных и высоких петлях они в заметных количествах не накапливаются, и потому МПИ с внешних сторон пятен не образуются.

В области между пятнами нижние петли, где поля более сильные, могут заполняться достаточно энергичными частицами, которые способны, как отмечалось выше, разогреть плазму в петлях до рентгеновских температур, а в более высоких петлях с более слабым магнитным полем захватывается относительно небольшая часть ускоренных во множественных токовых слоях электронов, и они дают только тепловое (в случае полной термализации) или слабое гиросинхротронное радиоизлучение – при частичной термализации ускоренных частиц.

Следует добавить, что в рамках изложенной концепции можно понять происхождение не только спокойных долгоживущих МПИ, но и разного типа рода всплесков и вспышечных явлений. Когда на сепаратрисе между F2 и F3 встречаются достаточно большие магнитные трубки разных знаков, то может возникнуть и мощный всплеск радиоизлучения, и даже вспышка, если имеет место всплывание достаточно мощного нового магнитного потока.

Реальная структура магнитных полей в АО может быть очень сложна, и ситуация вокруг пятен всегда остается динамической, подвижной, с элементами стохастического поведения.

Литература

1. *Solov'ev, A.A., & Kirichek, E.A.* 2014. *Astrophysics and Space Science*, **352**, 23–42.
2. *Bakunina I.A., Melnikov V.F., Solov'ev A.A., Abramov-Maximov V.E.* 2014. *Solar Physics*. DOI: 10.1007/s11207-014-0614-7.
3. *Tun, S.D., Gary, D.E., Georgoulis, M.K.* 2011, *Astrophys. J.* **728**, 1, 16 pp.

МАГНИТОГИДРОСТАТИКА АКТИВНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Соловьев А.А., Киричек Е.А.

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

MAGNETOHYDROSTATIC OF ACTIVE SOLAR STRUCTURES

Solov'ev A.A., Kirichek E.A.

Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

Magnetohydrostatic theory of twisted vertical magnetic flux tube (magnetic flux rope) embedded in realistic solar atmosphere is presented in the closed analytical form. The general formulas for the calculation of plasma parameters of the axial symmetric system in terms of the given magnetic structure are derived.

Введение

Многие проявления солнечной активности на поверхности Солнца связаны с долгоживущими активными образованиями, время жизни которых значительно превышает характерное время установления магнитогидродинамического равновесия в системе. Таковы, например, солнечные пятна, спокойные протуберанцы, хромосферные волокна, корональные петли, корональные дыры и др. Для описания таких структур с полным основанием может быть использовано приближение магнитной гидростатики. Интересно, что даже в таком относительно быстром процессе, как солнечная вспышка, вспышечное волокно (если оно не вылетает сразу в корону и межпланетное пространство в виде коронального выброса массы, КВМ) можно считать квазистатическим образованием. Действительно, вспышка обычно длится 10–20 минут, а иногда и много дольше (до нескольких часов), а характерное время установления равновесия в системе (по сечению и по радиусу изгиба) составляет примерно $\tau_a \approx aV_A^{-1}$ и $\tau_R \approx RV_A^{-1}$, соответственно, где a – радиус поперечного сечения магнитного жгута, R – радиус кривизны его магнитной оси, а V_A – альвеновская скорость. Для указанных величин типичной оценкой могут быть: $a \approx 0.5 \times 10^9$ см, $R \approx 1 \times 10^{10}$ см, а V_A составит несколько единиц $\times 10^8$ см/с, если принять, что средняя плотность газа в волокне равна хромосферной на уровне переходного слоя ($\approx 10^{-13}$ г·см⁻³), а магнитное поле во вспышечном хромосферном волокне имеет напряженность не менее чем 300 Гс (чтобы обеспечить достаточную энергетику всей вспышки). Тогда $\tau_a \approx aV_A^{-1} < 5$ с, а $\tau_R \approx RV_A^{-1} < 100$ с, что значительно меньше времени продолжительности вспышки. Это означает, в частности, что вспышечное магнитное волокно не только в исходном состоянии, но и во время начавшегося в нем бурного

энерговыведения можно считать в целом квазистатическим объектом, т.е. полагать, что система, относительно быстро эволюционируя во времени вследствие больших омических потерь, проходит, тем не менее, непрерывную последовательность равновесных состояний, поскольку характерное время изменения ее физических параметров во вспышечном процессе заметно больше характерного альвеновского времени (Solov'ev, 2013; Solov'ev, Murawski, 2014).

Кроме того, внешний вид многих долгоживущих солнечных структур нередко позволяет сделать вполне оправданное предположение о наличии в них сдвиговой (трансляционной) или осевой (аксиальной) симметрии. В этих случаях задача описания равновесия таких систем резко упрощается, хотя, в силу нелинейности магнитной силы, отнюдь не становится тривиальной. Несмотря на то, что исследованию магнитостатического равновесия солнечных магнитных структур посвящено огромное количество работ, остается еще много нерешенных проблем. Так, например, загадкой является то, что долгоживущие корональные петли (особенно их боковые ветви или «ноги») не меняют заметно радиуса их поперечного сечения на всем протяжении от основания почти до самых своих арочных вершин, расположенных высоко в короне. Недавно в работе Gent et al. (2014) в качестве существенного шага вперед в теории магнитных петель на Солнце была представлена модель вертикальной магнитной силовой трубки, в которой распределение магнитного поля подчиняется закону подобия. Предложенная авторами конкретная модель не является равновесной, баланс сил (градиент давления, магнитная сила и сила тяжести) в хромосферной части такой трубки не соблюдается. Выход из положения авторы видят в том, что, ссылаясь на сложное строение хромосферных слоев, они допускают существование неких дополнительных сил неизвестной физической природы, которые якобы и обеспечивают равновесие построенной ими конфигурации. Такой подход грубо противоречит основным законам физики и никакого научного интереса не представляет. Проблема магнитостатической теории корональных магнитных петель остается нерешенной и чрезвычайно актуальной задачей солнечной физики.

В данной работе предлагается замкнутая аналитическая теория равновесия вертикальной магнитной трубки, обладающей осевой симметрией, выведены общие формулы, позволяющие рассчитывать давление и плотность в такой конфигурации по заданной магнитной структуре.

2. Уравнения магнитогидростатики и постановка задачи

Рассмотрим задачу расчета структуры магнитного поля и плазмы для прямой равновесной осесимметричной магнитной трубки, расположенной вертикально в плоской статической атмосфере при наличии однородного поля силы тяжести g . Осевая симметрия предполагает инвариантность относительно произвольных поворотов системы вокруг оси волокна. Пусть в

цилиндрических координатах r, φ, z это будет вертикальная ось z , отсчет расстояний вдоль этой оси будем вести вверх от уровня фотосферы. Сила тяжести выражается как $\mathbf{F}_g = -\rho g(z)\mathbf{e}_z$, где ρ – плотность газа, и система уравнений магнитной гидростатики примет вид:

$$-\nabla P + (4\pi)^{-1} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \rho g(z)\mathbf{e}_z = 0, \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0, \quad P = \rho \mathfrak{R} T \mu^{-1}, \quad (2), (3)$$

где \mathbf{B} – напряженность магнитного поля, P и T – давление, и температура газа соответственно, μ – средняя молярная масса газа. Уравнение (1) описывает баланс сил в равновесной системе, (2) – соленоидальный характер магнитного поля, а (3) – состояние идеального газа. Система (1)–(3) неполна: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, поэтому в магнито-гидростатике некоторые зависимости следует задавать дополнительно. При наличии осевой симметрии система (1)–(3) сводится к следующей тройке уравнений (Low, 1975):

$$\frac{\partial^2 A(r, z)}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A(r, z)}{\partial z^2} = -\frac{1}{2} \frac{d\Omega^2(A)}{dA} - 4\pi r^2 \frac{\partial P(A, z)}{\partial A}, \quad (4)$$

$$\rho(r, z)g(z) = -\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad T(r, z) = \frac{\mu P(r, z)}{\mathfrak{R} \rho(r, z)}. \quad (5), (6).$$

Здесь $A(r, z) = \int_0^r B_z(r, z) r dr$ поток магнитного поля через горизонтальный круг радиуса r (без множителя 2π). $\Omega(r, z) = \frac{4\pi}{c} \int_0^r j_z r dr = r B_\varphi(r, z)$ – продольный электрический ток через тот же горизонтальный круг. Геометрическая форма магнитных силовых линий в проекции на плоскость (r, z) дается условием $A(r, z) = \text{const}$. Уравнение (5) описывает гидростатическое равновесие газа вдоль магнитной силовой линии. Полоидальные компоненты поля определяются через функцию A соотношениями

$$B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r}, \quad B_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad (7)$$

которые автоматически обеспечивают выполнение условия (2), а ток Ω при наличии аксиальной симметрии зависит только от магнитного потока: $\Omega \equiv \Omega(A) = r B_\varphi$. Таким образом, магнитная структура равновесной конфигурации в решающей степени определяется функцией потока $A(r, z)$. Благодаря наличию потенциального внешнего поля \mathbf{g} давление газа в правой части уравнения (4), в отличие от известного уравнения Грэда-Шафранова (Шафранов, 1957; Grad, 1960), зависит не только от магнитного потока A , но и от координаты z . Это важное обстоятельство позволяет по-новому подойти к решению магнито-гидростатической задачи: проинтегрировать уравнение (4) по переменной A и выразить давление газа через функции A , $\Omega(A)$ и их производные, а затем из уравнения (5) найти плотность и из уравнения (6) – температуру газа. Таким образом, по известной магнитной структуре равновесной конфигурации мы можем полностью рассчитать

распределение плазмы в ней. Впервые эту идею высказал Low (1980, 1982). В качестве примера он рассмотрел лишь один очень простой конкретный случай, когда указанное интегрирование производится элементарно, но общие формулы для $P(r, z)$, $\rho(r, z)$ им не были выведены, и в дальнейшем к этой проблеме он не возвращался. В работе Шаповалова и Шаповаловой (2003) задача расчета равновесных распределений плазмы в магнитной конфигурации, погруженной в заданное внешнее потенциальное поле и допускающей какую-либо однопараметрическую группу движений 3-х мерного евклидова пространства, была решена в наиболее общей ковариантной форме. Из формул, приведенных в указанной работе, можно, используя вектор Килинга, получить явные выражения для давления и плотности газа в равновесных системах, обладающих, соответственно, трансляционной, осевой или винтовой симметрией. Мы в данном случае ограничимся только рассмотрением аксиально-симметричных конфигураций и получим формулу для давления прямым интегрированием уравнения (4), а плотность найдем как соответствующую частную производную от давления, согласно уравнению (5). Для случая горизонтальных волокон произвольного сечения, обладающих трансляционной симметрией, аналогичные общие формулы для $P(r, z)$, $\rho(r, z)$ были получены и использованы для построения модели аркадного протуберанца в работе (Solov'ev, 2010).

3. Давление и плотность газа в осесимметричной магнитной трубке

Будем интегрировать уравнение (4) относительно функции A , рассматривая z как фиксированный параметр. Начнем вести интегрирование от некоторой точки r^* , расположенной далеко от оси нашей системы, до некоторой произвольно выбранной точки внутри конфигурации, где $A = A(r, z)$. В удаленной точке r^* магнитное поле полностью отсутствует (или является внешним потенциальным полем), а $P(r^*, z) \equiv P_{ex}(z)$ есть гидростатическое распределение давления газа во внешней среде, свободной от магнитного поля (это может быть также вертикальный профиль давления в потенциальном магнитном поле, которое не возмущает гидростатического равновесия). Интегрируя уравнение равновесия (4) с учетом того, что $dz = 0$ и, следовательно, $dA = \frac{\partial A}{\partial r} dr + \frac{\partial A}{\partial z} dz = \frac{\partial A}{\partial r} dr$, мы получаем:

$$-4\pi(P(r, z) - P_{ex}(z)) = \int_{A^*}^A \left(\frac{\partial^2 A}{r^2 \partial r^2} - \frac{\partial A}{r^3 \partial r} + \frac{\partial^2 A}{r^2 \partial z^2} + \frac{1}{2r^2} \frac{d\Omega^2(A)}{dA} \right) dA, \text{ и далее:}$$

$$-4\pi(P(r, z) - P_{ex}(z)) = \frac{\Omega^2}{2r^2} + \int_{r^*}^r \frac{\Omega^2}{r^3} dr + \int_{r^*}^r \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} \right) \frac{\partial A}{\partial r} dr - \int_{r^*}^r \frac{1}{r^3} \left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 dr.$$

Взяв по частям интеграл, содержащий вторую производную по r , и заменяя r^* на знак бесконечности, получим формулу для расчета давления:

$$P(r, z) = P_{ex}(z) - \frac{1}{8\pi} \left[\frac{\Omega^2}{r^2} + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 - 2 \int_r^\infty \frac{\Omega^2}{r^3} dr - \int_r^\infty \frac{2}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \frac{\partial A}{\partial r} dr \right]. \quad (8)$$

Для того чтобы рассчитать плотность плазмы в силовой трубке, мы должны в соответствии с уравнением (5) найти соответствующую частную производную $\frac{\partial P(A, z)}{\partial z}$, в то время как выражение (8) дает нам функцию вида $P(r, z)$. Заметим, что для P , как и для любой дифференцируемой функции, справедливы следующие соотношения:

$$\frac{\partial P(r, z)}{\partial z} = \frac{\partial P(A, z)}{\partial z} + \frac{\partial P(A, z)}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad \frac{\partial P(r, z)}{\partial r} = \frac{\partial P(A, z)}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial r}. \quad (9), (10)$$

Из первого соотношения (9) имеем:

$$\frac{\partial P(A, z)}{\partial z} = \frac{\partial P(r, z)}{\partial z} - \frac{\partial P(A, z)}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial z}. \quad (11)$$

Здесь неизвестной в правой части остается производная $\frac{\partial P(A, z)}{\partial A}$. Чтобы найти её, воспользуемся уравнением (10) и выражением (8):

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(A, z)}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial r} &= \frac{\partial P(r, z)}{\partial r} = -\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{\Omega^2}{2r^2} + \frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 - \int_r^\infty \frac{\Omega^2}{r^3} dr - \int_r^\infty \frac{1}{r^2} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} dr \right] = \\ &= -\frac{1}{4\pi} \left[-\frac{\Omega^2}{r^3} - \frac{1}{r^3} \left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 + \frac{\Omega}{r^2} \frac{\partial \Omega}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{\Omega^2}{r^3} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right]. \end{aligned}$$

Отсюда, исключая $\frac{\partial A}{\partial r}$, получим: $\frac{\partial P(A, z)}{\partial A} = \frac{1}{4\pi} \left[\frac{1}{r^3} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{\Omega}{r^2} \frac{\partial \Omega}{\partial A} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right]$.

Далее, используя (11), находим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(A, z)}{\partial z} &= \frac{\partial P_{ex}(z)}{\partial z} - \frac{1}{4\pi} \frac{\Omega}{r^2} \frac{\partial \Omega}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{2r^2} \left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 - \int_r^\infty \frac{\Omega^2}{r^3} dr - \int_r^\infty \frac{1}{r^2} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} dr \right] - \\ &- \frac{1}{4\pi} \frac{\partial A}{\partial z} \left[\frac{1}{r^3} \frac{\partial A}{\partial r} - \frac{\Omega}{r^2} \frac{\partial \Omega}{\partial A} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial r^2} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right] \end{aligned}$$

или

$$\frac{\partial P(A, z)}{\partial z} = \frac{\partial P_{ex}(z)}{\partial z} - \frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 - \left(\frac{\partial A}{\partial z} \right)^2}{2r^2} - \int_r^\infty \frac{1}{r^2} \left(\frac{\Omega^2}{r} + \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right) dr \right] + \frac{1}{4\pi r} \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right).$$

Окончательно, формула для плотности массы газа примет вид:

$$\begin{aligned} \rho(r, z) &= \rho_{ex}(z) + \\ &+ \frac{1}{4\pi g} \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{\left(\frac{\partial A}{\partial r} \right)^2 - \left(\frac{\partial A}{\partial z} \right)^2}{2r^2} - \int_r^\infty \frac{\Omega^2}{r^3} dr - \int_r^\infty \frac{1}{r^2} \frac{\partial A}{\partial r} \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} dr \right] - \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right) \right\}. \quad (12) \end{aligned}$$

Функции $P_{ex}(z)$, $\rho_{ex}(z)$ в формулах (8) и (12) представляют собою фон, внешнюю среду – гидростатическую солнечную атмосферу (фотосферу, хромосферу и корону), не подверженную влиянию магнитного поля. Эти функции можно найти из современной полуэмпирической модели «спокойной» атмосферы Солнца Avrett & Loeser (2008) (см. Табл. 26 и Рис.8 данной работы).

4. Заключение

В приведенных выше формулах представлена в аналитической форме замкнутая магнитостатическая теория вертикальной магнитной силовой трубки, погруженной в реалистичную солнечную атмосферу. Для любой наперед заданной магнитной структуры мы можем найти соответствующее ей равновесное распределение плазмы. Приложения данной теории весьма широки: она может использоваться для моделирования солнечных пятен (Solov'ev, Kirichek, 2014), протуберанцев, корональных петель, корональных дыр, а также вспышечных волокон и веерных (*fan-spine*) магнитных структур. В тех случаях, когда при решении задачи мы сталкиваемся с не имеющими физического смысла отрицательными значениями плотности или давления газа, мы должны сделать вывод, что заданная нами магнитная конфигурация не может быть уравновешена в реальных условиях солнечной атмосферы. Для того, чтобы получить физически разумное равновесное распределение плазмы, в таких случаях следует уменьшить величину магнитной силы в рассматриваемой магнитной конфигурации, т.е. уменьшить напряженность магнитного поля во всей системе и/или изменить его геометрию.

Работа поддержана Программой Президиума РАН П-22, и грантом РФФИ №13-02-00714.

Литература

- Avrett E.H., Loeser R., *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **175**, 229 (2008).
Gent F.A., Fedun V., Erdelyi R. *Astrophys. J.* **789**, 42 (2014).
Grad H. *Rev. Mod. Phys.*, **32**, 830 (1960).
Low B.C., *Astrophys. J.* **197**, 251 (1975).
Low B.C., *Solar Phys.* **67**, 57 (1980).
Low B.C., *Astrophys. J.* **263**, 952 (1982).
Solov'ev A.A., *Astron. Rep.* **54**, 86 (2010).
Solov'ev A.A., *Solar Phys.* **286**, 441 (2013).
Solov'ev A.A., Murawski K., *Astrophys. Space Sci.* **350**, 11 (2014).
Solov'ev A.A., Kirichek E.A., *Astrophys. Space Sci.* **352**, 23 (2014).
Шаповалов В.Н., Шаповалова О.В., *Известия вузов. Физика.* **46**, 74 (2003).
Шафранов В.Д., *ЖЭТФ* **33**, 710 (1957).

**БАЗА ДАННЫХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК (1–8 Å),
СООТНОСЯЩИХСЯ С ГРУППАМИ ПЯТЕН РАЗНЫХ КЛАССОВ
(McINTOSH)**

Сотникова Р.Т.

Иркутский государственный университет, Иркутск

**DATABASE OF X-RAY FLARE (1–8 Å), ASSOCIATED WITH SPOT
GROUPS OF DIFFERENT CLASSES (McINTOSH)**

Sotnikova R.T.

Irkutsk State University, Irkutsk

We compared X-ray flares and their related sunspot groups, using direct measurement data of X-ray fluxes emitted by solar flares (1–8 Å, GOES) and using daily determinations of active regions according to McIntosh classifications in Solar Geophysical Data. Our results are presented in the common database comprising three solar cycles (1977–2007).

Для физического анализа вспышечного процесса и магнитной активности Солнца необходимо исследовать параметры вспышек, соотносящихся с группами пятен разной классификации (McIntosh). В рамках таких исследований решение ряда задач должно основываться на единой базе данных (БД), включающей в себя, как характеристики вспышек, так и параметры активных областей.

Основу настоящей БД составляют данные о рентгеновских вспышках (1–8 Å), полученные программой GOES и публикуемые на сайте NOAA. Для наблюдений 1977–1987 гг. автором была выполнена компиляция данных GOES в электронный каталог рентгеновских вспышек, который содержал исходную БД за один цикл солнечной активности. Затем была вычислена полная энергия каждой рентгеновской вспышки по дням наблюдений и построены интегральные энергетические спектры (ИЭС) всех вспышек за 11-летний цикл солнечной активности [1]. Было установлено, что ИЭС имеет степенной вид с показателем спектра, близким показателю оптических вспышек Солнца и звезд солнечного типа.

Открытие вспышечных процессов на звездах говорит о физической аналогии между солнечной и звездной активностью [2]. В результате изучения двух типов вспышечной активности можно прийти к более полному пониманию механизма вспышек. Кроме того, объем данных, накопленных по рентгеновским вспышкам Солнца, служит исходной базой для понимания переменности звезд определенного класса. Поэтому в дальнейшем составление БД было распространено на два цикла активности (1977–1995 гг.), выполнено количественное исследование интегральных энергий вспышек и их длительностей и показано, что эти параметры изменяются в цикле [3].

В литературе по звездным вспышкам природа цикличности на звездах практически не объясняется, однако рассматривается общий аспект роли магнитных полей в образовании вспышек. Магнитная активность Солнца (звезды класса G2) носит циклический характер, что не вызывает никаких сомнений. Одиннадцатилетний цикл Солнца синхронизирует все проявления солнечной активности – от числа пятен и величин магнитного поля до потока излучения в микроволновом диапазоне. Поэтому возможно, что изменение энергетических параметров солнечных вспышек в цикле является следствием существования 11-летнего цикла. В то же время возможно, что для всего Солнца изменение ИЭС в цикле происходит только за счет того, что с циклом активности изменяется процентное соотношение групп пятен – основных носителей магнитного поля – разной классификации и продуктивности вспышек. Для уточнения этого вопроса необходимо рассмотреть связь энергетического спектра вспышек с группами пятен разной классификации. Следовательно, БД необходимо было дополнить параметрами солнечных пятен, отражающими их эволюцию.

Модифицированная цюрихская классификация групп солнечных пятен (McIntosh) основана на визуально наблюдаемом развитии группы и является эволюционной. Она включает семь классов: А, В, С, D, E, F, H. Каждый класс отражает определенную стадию развития группы. Так, например, группы, относящиеся к классам А, В, С – это развивающиеся группы, а группы классов E, F – распадающиеся. Большие группы при своем развитии и распаде проходят все указанные стадии. Группы средних размеров не проходят через стадии E–F. Наиболее наглядная картина развития активной области представлена в работе [4].

В данных SGD [5] имеются ежедневные характеристики активных областей – групп солнечных пятен. Для каждой активной области указан ее класс в соответствии с цюрихской модифицированной классификацией групп пятен. Известно, что группа пятен может существовать в течение нескольких дней и в процессе своей эволюции иметь разные классы. Для каждой активной области на протяжении всего периода существования указывается ее McIntosh-класс в каждый день наблюдений.

При разработке единой БД [6] использовались параметры двух вышеуказанных таблиц: GOES и SGD. Работа над составлением базы включала следующие предварительные этапы.

- Сопоставление каждой рентгеновской вспышки с соответствующей ей активной областью (McIntosh-класс).
- Расчет длительности, времени роста и времени спада для каждой вспышки.
- Расчет интегральной энергии и энергии, выделившейся на фазе роста и фазе спада, для каждой вспышки.

Оформление результатов в виде электронных таблиц для каждого года на протяжении трех циклов SA.

Иллюстрация этого этапа создания БД представлена в таблице для нескольких вспышек 1978 г.

Фрагмент выборки Главной базы данных для 1978 г.

Дата вспышк.	Время наблюдения вспышки						Рентгеновский		Длительность вспышки на фазе (минуты)		
	начало		максим.		конец		балл	индекс	роста	спада	общая
	час	мин	час	мин	час	мин					
08.02	18	58	19	04	19	17	С	2	6	13	19
09.02	17	0	17	04	17	10	С	1	4	6	10
08.03	14	25	14	30	14	55	С	1	5	25	30
13.04	23	34	23	44	23	59	М	2	10	15	25
12.10	1	58	2	0	2	20	Х	1	2	20	22

Дата вспышк.	Энергия вспышки на фазе			№ АО	Класс АО	Координаты вспышки	Балл вспышки в оптическом диапазоне
	роста	спада	суммарная				
08.02	$5.1 \cdot 10^{26} \text{E}$	$6.6 \cdot 10^{26} \text{E}$	$1.2 \cdot 10^{27} \text{E}$	782	D	S38E40	SN
09.02	$1.5 \cdot 10^{26} \text{E}$	$1.4 \cdot 10^{26} \text{E}$	$2.9 \cdot 10^{26} \text{E}$	782	E	S40E30	SF
08.03	$1.9 \cdot 10^{26} \text{E}$	$5.7 \cdot 10^{26} \text{E}$	$7.6 \cdot 10^{26} \text{E}$	790	H	N20E01	SN
13.04	$8.4 \cdot 10^{27} \text{E}$	$7.6 \cdot 10^{27} \text{E}$	$1.6 \cdot 10^{28} \text{E}$	807	D	S21E58	2F
12.10	$8.4 \cdot 10^{27} \text{E}$	$5.1 \cdot 10^{28} \text{E}$	$5.9 \cdot 10^{28} \text{E}$	908	D	N08W03	1B

На заключительном этапе комплектации базы были выявлены вспышки, соответствующие активным областям каждого класса (А, В, С, D, E, F, H), и созданы БД для каждого из этих классов.

В настоящее время электронный каталог содержит полное число вспышек 62 480 и охватывает период 1977–2007 гг. В зависимости от вида содержащейся информации данные в базе расположены в структурных разделах и могут пополняться.

Внутренняя структура файлов создана в среде MS ACCESS. Информация представлена в виде таблиц. Главная таблица содержит информацию по всем рентгеновским вспышкам, начиная с января 1977 г. Для примера показан фрагмент выборки за 1978 г.

Каждый текстовый файл содержит данные за один год. На основании вспомогательных таблиц созданы запросы и формы для работы с БД. Кроме непосредственного доступа к файлам данных, предусмотрена также возможность использования интерактивного поискового механизма, позволяющего из отдельных файлов базы, по различным критериям в режиме online, получить выборку необходимых данных. Например, можно выбрать вспышки, произошедшие в данный день, вспышки данного рентгеновского балла или данного McIntosh-класса, вспышки данной активной области или вспышки за данный цикл солнечной активности.

В БД предусмотрена возможность представления информации в графическом режиме. Так, формы «Энергия» и «Длительности» позволяют графически в виде диаграмм просмотреть суммарную энергию и суммарную длительность вспышек, длительность фазы роста или спада вспышек, произошедших по дням данного месяца и данного года.

Работа с базой данных происходит в среде MS ACCESS: просмотр и редактирование, добавление новых данных, поиск информации по конкретным вспышкам.

Выводы

Создана единая база данных рентгеновских вспышек, соотносящихся с группами пятен разных классов цюрихской модифицированной классификации McIntosh. Получено свидетельство о ее регистрации.

Установлена связь рентгеновских (1–8 Å) вспышек с классом групп солнечных пятен, проявляющаяся в различии показателя интегрального энергетического спектра вспышек для каждого класса.

Показатель спектра всех вспышек коррелирует с пятненным циклом и показывает заметную 22-летнюю модуляцию. Присутствие ее, как в спектрах, построенных для отдельных активных областей, так и в спектрах, построенных из событий во всех активных регионах, служит аргументом в пользу внутренних причин цикличности в активности Солнца.

База данных размещена на сайте Иркутского государственного университета <http://www.isu.ru/database>. Заинтересованные пользователи могут заказать и получить CD-версию БД.

Создание БД поддержано Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. в рамках Соглашения о предоставлении гранта № 8407 от 24.08.2012 г.

Литература

1. *Kasinsky V.V., Sotnikova R.T.* Variation of the Solar flare energy spectrum over the 11-year activity cycle // *Solar and Stellar Flares. I.A.U. Colloq. No. 104. Poster Papers.* Stanford, USA, 1989. pp. 255–258.
2. *Гершберг Р.Е.* Вспыхивающие красные карликовые звезды // *Успехи физических наук.* 1998. Т. 168, № 8. С. 891–898.
3. *Sotnikova R.T.* Solar flare energy spectrum over the activity cycles 1977-1995 and the similarity between solar and stellar flares / R. T. Sotnikova // *JOSO Annual Report. ASPE 97, Greece, Oct. 7–11. 1997.* P. 158–159.
4. *Степанян Н.Н.* Наблюдаем Солнце. – М.: Наука, 1992. – 128 с.
5. PRAF of Solar Geophysical Data, (1972–2008). NOAA-USAF Space Environment Center, US Depart. of commerce, Boulder, Colorado/
6. *Сотникова Р.Т.,* Свидетельство о государственной регистрации базы данных // Р.Т. Сотникова, Е.С. Исаева, В.И. Красов, М.П. Сотников / Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2012620690. Зарегистрировано 20 июля 2012 г.

ПРОДУКТИВНОСТЬ РЕНТГЕНОВСКИХ ВСПЫШЕК В ГРУППАХ ПЯТЕН РАЗНОЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ (McINTOSH)

Сотникова Р.Т.

Иркутский государственный университет, Иркутск

PRODUCTIVITY OF X-RAY FLARES IN SUNSPOT GROUPS AT DIFFERENT STAGES OF EVOLUTION (McINTOSH)

Sotnikova R.T.

Irkutsk State University, Irkutsk

Productivity of X-ray flares in sunspot groups at different stages of evolution is studied. As shown, the flare productivity for all sunspot groups (McIntosh) in 1977–2007 does not correlate with Wolf number course: it increases at the activity decay and shows the inverse relationship with 11-year cycle that is, it demonstrates a cyclic behavior with maxima during the minimum phase of 11-year cycle.

In soft X-ray range, 22-year modulation of flare activity productivity occurs. The result can be used both for flare and dynamo conception.

На разных этапах развития активной области структура и динамика магнитного поля в ней значительно меняются [1], что вероятно должно отражаться на мощности происходящих в ней вспышек. Возможно, что аргументами в пользу этой гипотезы, может быть анализ продуктивности рентгеновских вспышек, соотносящихся с группами пятен разной классификации,

В работах автора [2] исследовалась связь вспышек с группами пятен разной классификации (McIntosh) [3]. Все расчеты были получены на основе единой базы данных [4] параметров рентгеновских вспышек (1–8, Å) и групп пятен Цюрихской модифицированной классификации, за три цикла солнечной активности. Было установлено, что численные значения показателя β интегрального энергетического спектра различны для активных областей развивающихся групп классов *A-B-C*, распадающихся групп *E-F* и находящихся в максимуме эволюции групп класса *D*. При этом β обнаруживал изменение с фазой цикла, как для вспышек мощных активных областей, так и более слабых, показывая положительную корреляцию с числами Вольфа. Кроме того, спектральный индекс проявлял заметную 22-летнюю модуляцию.

В последующих работах [5–6] эти исследования были расширены и выполнены для групп развивающихся активных областей отдельно для каждого класса *A, B, C*. Результаты исследований, как и в предыдущих работах, подтвердили вариации показателя интегрального энергетического спектра вспышек каждой из активных областей с 11-летним циклом сол-

нечной активности, а так же сохранялось присутствие и 22-летней модуляции.

Результат о 22-летней модуляции требует уточнений, которые могут быть получены в будущем по дополнительным данным 24-го цикла или проверены на независимых исследованиях, например, продуктивности активных областей в нескольких 11-летних циклах.

Цель настоящей статьи – оценить продуктивность рентгеновских вспышек, соотносящихся с группами солнечных пятен разной классификации на протяжении трех циклов солнечной активности (1977–2007 гг.). Для этого рассмотреть, все ли группы дают вспышки, различна ли продуктивность группы на разной стадии ее эволюции и изменяется ли продуктивность вспышек в цикле.

Работа по определению продуктивности включала следующие этапы:

- определение ежегодного суммарного числа групп пятен $N_{гр}$ каждого класса;
- определение ежегодного суммарного числа вспышек $N_{всп.}$, соотносящихся с группой пятен каждого класса;
- оценка продуктивности, как среднего числа вспышек на данную группу $N_{всп.} / N_{гр}$ для каждого года;
- оформление результатов в виде электронных таблиц для каждого года на протяжении трех циклов СА.

В таблице приведены средние значения продуктивности вспышек в группах каждого класса, рассчитанные по всему массиву данных за 1977–2007 гг., и показан доверительный интервал на уровне значимости 0,95.

Таблица. Численные значения продуктивности вспышек для разных McIntosh-групп.

A	B	C	D	E	F	H
1,45±0,004	1,68±0,005	3,19±0,013	6,09±0,03	10,41±0,047	14±0,104	1,96±0,011

Видно, что значения продуктивности отличаются для групп пятен, находящихся на разных стадиях своей эволюции. При этом и самые слабые группы класса *A* дают вспышки.

Для оценки вариаций частоты вспышечного процесса в цикле рассчитывалась годовая продуктивность каждой группы, как отношение числа вспышек к числу групп за данный год. Результаты расчетов показаны в виде гистограмм средне годового распределения продуктивности вспышек за три периода активности (рис. 1). На графиках показана кривая чисел Вольфа *W*.

На гистограммах хорошо заметно, что продуктивность вспышек (для всех классов групп пятен) не следует ходу чисел Вольфа: она растет на фазе спада 11-летнего цикла и находится с ним в обратной зависимости. Такая картина проявляется более заметно с усложнением группы пятен от

класса *A* к *B* и *C*, а начиная с класса *D* проявляется 22-летняя модуляция, которая наиболее различима для активных областей класса *H*.

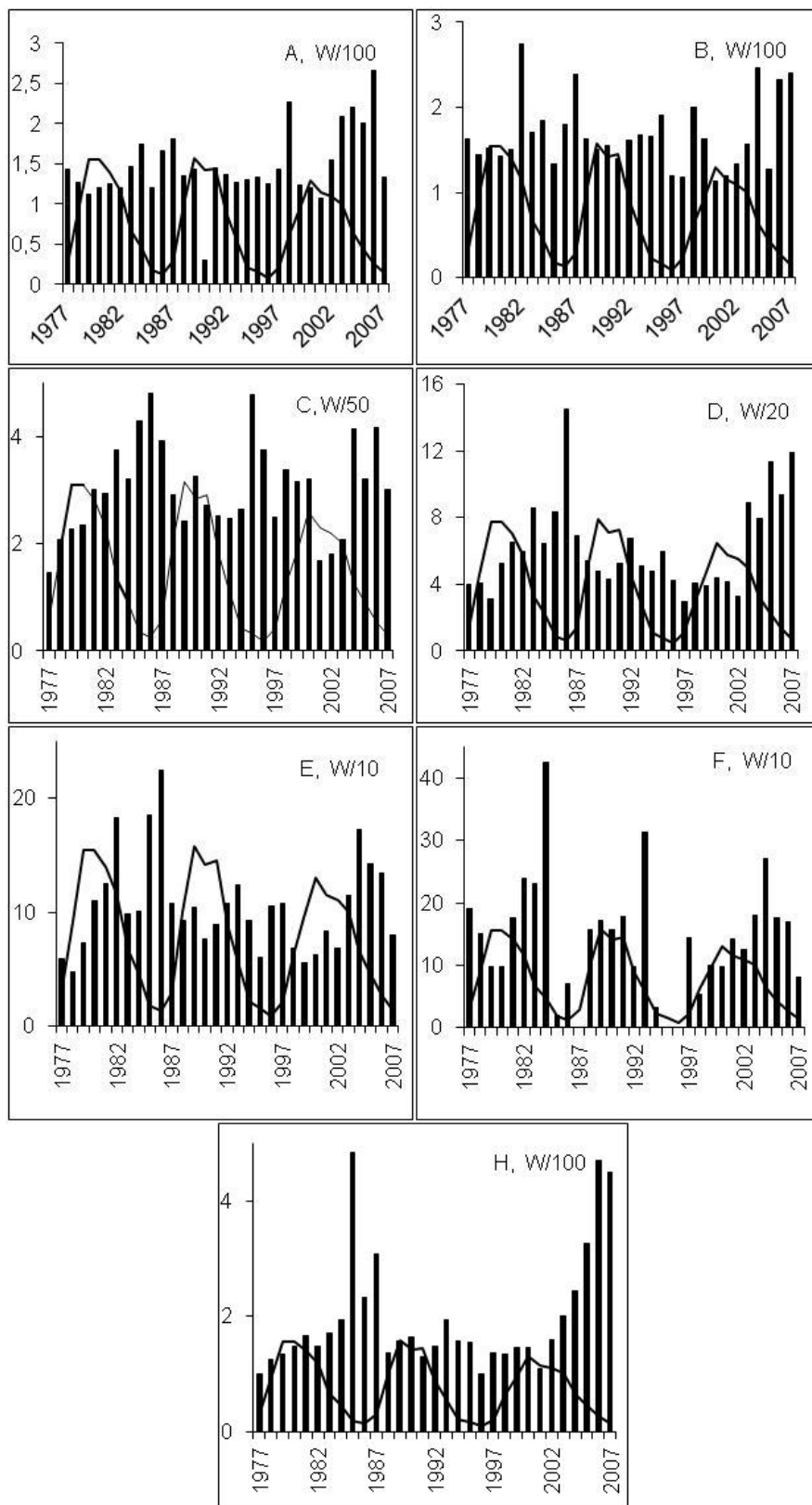


Рис. 1. Среднегодовые продуктивности вспышек групп солнечных пятен, находящихся в разной стадии эволюции.

Учитывая данные результаты, были сделаны оценки продуктивности только для ветви спада пятенного цикла. Расчеты выполнены для трех циклов в интервалах 1982–87 гг., 1992–97 гг. и 2002–07 гг. и представлены на рис. 2, который уверенно показывает присутствие 22-летней модуляции для продуктивности вспышек, соотносящихся со всеми классами групп солнечных пятен.

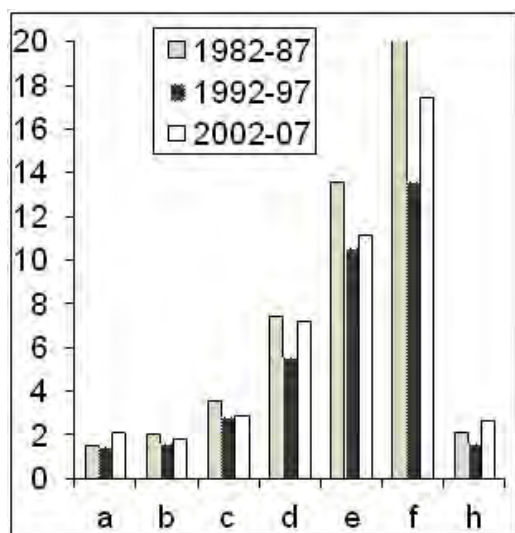


Рис. 2. 22-летняя модуляция продуктивности рентгеновских вспышек для всех классов групп (McIntosh).

Работа выполнена при поддержке Федеральной целевой программой «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 годы по Соглашению от 24.08.2012 г. №8407 между Минобрнауки и ИСЗФ СО РАН.

Литература

1. Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А. Временные вариации среднегодовых значений напряженности магнитных полей солнечных пятен // Труды конфер. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля". СПб. 2001. С. 281–283.
2. Сотникова Р.Т. Вариации энергетического спектра рентгеновских вспышек активных областей разных классов в 21–23 циклах // Труды Пулковской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика 2010», 3–9 октября 2010 г., ГАО РАН, СПб. С. 413–416
3. PRAF of Solar Geophysical Data, (1972–2008). NOAA-USAF Space Environment Center, US Depart. of commerce, Boulder, Colorado.
4. Сотникова Р.Т., Свидетельство о государственной регистрации базы данных // Р.Т. Сотникова, Е.С. Исаева, В.И. Красов, М.П. Сотников / Свидетельство о государственной регистрации базы данных № 2012620690. Зарегистрировано 20 июля 2012 г.
5. Sotnikova R.T. Energy Spectrum of X-Ray Flares Associated with Sunspot Groups of Different Classes in Three Solar Cycles // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2010, Vol. 50, No. 7, P. 905–907.
6. Сотникова Р. Т. Рентгеновские вспышки Солнца в трех циклах солнечной активности (1997–2007). Известия Иркутского Государственного университета, 2013, Т. 6, № 2. С. 157–164.

ВСПЫШКИ С ЖЕСТКИМ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕМ ПО ДАННЫМ FERMI GRO. В ЧЕМ РАЗЛИЧИЯ?

Струминский А.Б.¹, Ган В.²

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки
Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия
²Обсерватория на Пурпурной горе Китайской академии наук, Нанкин, Китай

FLARES WITH HARD GAMMA-EMISSION BY FERMI GRO DATA. ARE THEY DIFFERENT?

Struminsky A.B.¹, Gan W.²

¹Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
²Purple Mountain Observatory of China Academy of Sciences, Nanjing, China

We considered 18 solar flares, in which high energy >100 MeV γ -emission was registered by the LAT/FermiGRO instrument. We checked for these events intensity time profiles observed in soft (GOES) and hard (ACS SPI) X-rays and fluxes of solar energetic particles registered aboard STEREO A/B, SoHO, INTEGRAL in the heliosphere. The anti-coincidence shield of the spectrometer aboard INTEGRAL (ACS SPI) during solar flares continuously registers primary (solar) and secondary (caused by solar energetic particles) hard X-rays >100 keV. The ACS SPI data may show processes of energy release and particle acceleration, which are not visible by instruments aboard the RHESSI u FermiGRO spacecrafts due to peculiarities of their low circular orbits. The INTEGRAL spacecraft is in the orbit with perigee of 10000 km and apogee of 153000 km and has the orbit period of 72 hours, it is out of the radiation belts most of the time. The ACS SPI was switched off in 4 events of 18. Bursts of hard X-ray were observed during impulsive phase of 12 events. Bursts of hard X-ray were not found (or were masked under background of secondary emission) during time intervals, when prolonged hard gamma emission was registered. Solar energetic particles were not observed in the heliosphere in 4 events.

1. Введение

В настоящее время существует две конкурирующие парадигмы происхождения солнечных космических лучей (СКЛ) – ускорение на ударной волне КВМ и ускорение непосредственно во вспышечной области [1]. Активные научные дискуссии об относительной роли вспышек и КВМ при ускорении и распространении СКЛ продолжаются до сих пор. Дополнительные аргументы в поддержку той или иной парадигмы могут быть получены при исследовании новых событий и при использовании новых ранее недоступных инструментов.

Более 20 лет назад в солнечных вспышках июня 1991 г. с помощью чувствительных детекторов, предназначенных для астрофизических исследований, на борту космических аппаратов (КА) ComptonGRO и ГАММА-1 было обнаружено длительное высокоэнергичное γ -излучение [2-6]. Регистрация в течение нескольких часов γ -излучения от распада π^0 -мезонов

является доказательством возможности длительного взаимодействия на Солнце ускоренных протонов, дополнительным аргументом в пользу вспышечного происхождения СКЛ. Запуск космической гамма обсерватории следующего поколения – FermiGRO в 2008 г. позволял надеяться на обнаружение длительного высокоэнергичного γ -излучения в солнечных вспышках 24-го цикла.

Действительно, телескоп LAT (Large Area Telescope) на борту FermiGRO зарегистрировал высокоэнергичное солнечное γ -излучение >100 МэВ в 18 солнечных вспышках [7]. Впервые такое излучение было отождествлено со вспышками рентгеновских C и M классов. Рекордное по длительности γ -излучение >100 МэВ более 20 часов было зарегистрировано в событии 7 марта 2012 г [8]. Наиболее вероятным механизмом излучения является распад π^0 -мезонов [7, 8].

В настоящей работе мы исследуем особенности 18 γ -событий FermiGRO [7] в диапазонах мягкого и жесткого рентгеновского (SXR и HXR) соответственно по данным GOES и ACS SPI, а также их связь с солнечными протонными событиями в гелиосфере. Данные ACS SPI могут показать процессы энерговыделения и взаимодействия ускоренных частиц, которые не наблюдаются КА FermiGRO и RHESSI в силу особенностей их орбит. Например, в событии 26 октября 2003 г. по данным ACS SPI был обнаружен всплеск HXR спустя более 90 минут после импульсной фазы [9], который не сопровождался откликом SXR (burst on tail – BOT). В гигантских событиях 23-го солнечного цикла [10] фаза спада HXR напоминает события 1991 года с длительным γ -излучением. Методические вопросы применения данных ACS SPI для исследования солнечных вспышек рассмотрены в [11]. Ускорение электронов и вызванное ими испарение нагретой хромосферной плазмы обычно связывают с максимумами производной интенсивности SXR (эффект Нойперта [12]). В работе [13] показано, что временные профили температуры и логарифма интенсивности HXR совпадали в начале события 6 декабря 2006 г.

2. Обзор наблюдений и обсуждение

Детектор ACS SPI был выключен в 4 из 18 событий. Всплески HXR наблюдались в импульсной фазе только 12 событий. Периоды регистрации длительного γ -излучения не сопровождалась всплесками HXR или эти всплески были скрыты под фоном. Потоки СКЛ не были зарегистрированы в гелиосфере в 4 из 18 событий даже, если привлекать данные наблюдений КА STEREO A/B [14]. Нами замечено, что разница между временем до максимума температуры плазмы и меры эмиссии больше у вспышек с длительным высокоэнергичным γ -излучением, которые являются родительскими вспышками мощных протонных событий.

На рис. 1 показаны временные профили температуры вспышечной плазмы (серая кривая) и производной по времени интенсивности мягкого

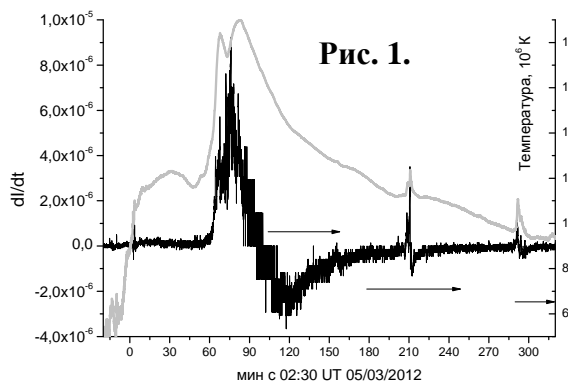


Рис. 1.

рентгеновского излучения 1–8 ангстрем, GOES (черная кривая), горизонтальные стрелки отмечают периоды времени, в которые FermiLAT регистрировал солнечное γ -излучение. Видно, что максимумы температуры и производной интенсивности SXR соответствуют периодам регистрации γ -излучения. К сожалению ни один КА не проводил измерений НХР в этом событии. На рис. 2 в событии 6 июля 2012 г. на временном профиле температуры (серая кривая) видно несколько максимумов, которые также соответствуют периоду регистрации γ -излучения (горизонтальная стрелка). Возможно, что возрастание темпа счета ACS SPI (черная кривая) за счет СКЛ, наблюдаемое примерно с 0 мин маскирует возрастания от первичного солнечного НХР излучения. В пяти событиях ACS SPI не регистрировал вторичное γ -излучение, однако, и в этих случаях задержанные всплески НХР не наблюдались.

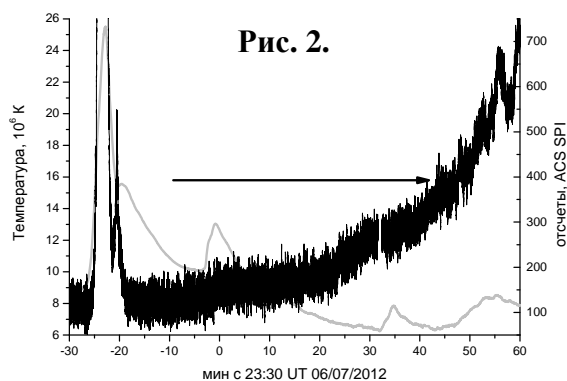


Рис. 2.

Событие 7 марта 2012 г. состоит из двух солнечных вспышек рентгеновских баллов X5.4 и X1.3, соответствующим НХР всплескам всплесков, которые разнесены по времени на ~60 мин. На рис. 3 временной профиль темпа счета ACS SPI показан толстой черной кривой (вне масштаба по вертикали), профили температуры и меры эмиссии показаны серой и черной кривыми. По соотношению эффектов, наблюдаемых в SXR и НХР диапазонах, эти две вспышки напоминают событие 26 октября 2003 г. [9]. Второй всплеск НХР соответствует ВОТ. В момент первой вспышки FermiLAT наблюдений не проводил. Первый период времени, когда в этом событии было зарегистрировано жесткое γ -излучение показан горизонтальной стрелкой. Сравнение ACS SPI наблюдений НХР и СКЛ КА STEREO В показывает, что электроны и протоны могли быть ускорены, как в первой, так и во второй вспышке.

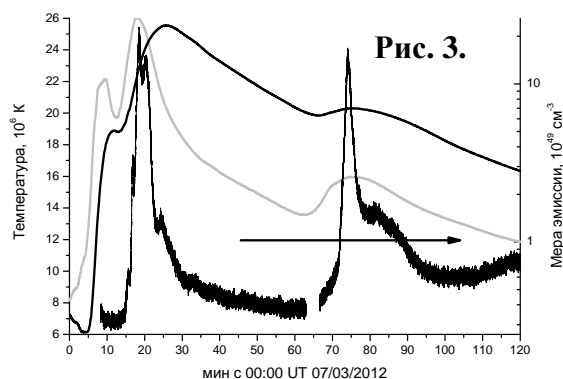


Рис. 3.

3. Выводы

- С первого взгляда солнечные вспышки, сопровождаемые высокоэнергичным γ -излучением в других длинах волн не отличаются от обычных вспышек.

- Сравнение наблюдений высокоэнергичного γ -излучения и жесткого рентгеновского излучения показывает, что процессы ускорения протонов и электронов должны различаться в длительной фазе спада и/или удержания протонов более эффективно, чем электронов.

- Не все события с высокоэнергичным γ -излучением связаны с солнечными протонными событиями, даже если учитывать наблюдения СКЛ в трех разнесенных КА в гелиосфере (STEREO A/B и SOHO). Если частицы взаимодействующие в атмосфере Солнца и распространяющиеся в гелиосфере одной популяции, то процессы выхода частиц в гелиосферу играют определяющую роль.

- Необходимы длительные непрерывные наблюдения высокоэнергичного гамма и рентгеновского излучения с лучшим пространственным, временным и энергетическим разрешением для достижения прогресса в проблеме происхождения СКЛ.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант 13-02-91165-ГФЕН_А), Президиума РАН (программа П-22).

Литература

1. *Reames D.V.* // Space Science Rev. 2013. V. 175. No 1–4. P. 53.
2. *Kanbach G., Bertsch D.L., Fichtel C.E. et al.* // A&A. Suppl. 1993. V. 97. No. 1. P. 349.
3. *Akimov V.V., Belov A.V., Chertok I.M. et al.* // 23rd ICRC. V. 3. Invited, Rapporteur, and Highlight Papers. Ed. D.A. Leahy, R.B. Hickws, and D. Venkatesan. Singapore: World Scientific, 1993. P.111.
4. *Kocharov L.G., Kovaltsov G.A., Kocharov G.E. et al.* // Solar Phys. 1994. V. 150. No. 1–2. P. 267.
5. *Murphy R.J., Share G.H.* // 23rd ICRC. V. 3. Invited, Rapporteur, and Highlight Papers. Ed. D.A. Leahy, R.B. Hickws, and D. Venkatesan. Singapore: World Scientific, 1993. P.99.
6. *Struminsky A., Matsuoka M., Takahashi K.* // Astrophys. J. 1994. V. 429. No. 1. P. 400.
7. *Ackermann M., Ajello M., Albert A. et al.* // Astrophys. J. 2014. V. 787. No 1. ID. 15.
8. *Ajello M., Albert A., Allafort, A. et al.* // Astrophys. J. 2014. V. 789. No 1. ID 20
9. *Zimovets I., Struminsky A.* // Solar Physics, 2012. DOI 10.1007/s11207-0112-8.
10. *Struminsky A.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2013, Vol. 53, No. 7. P. 843.
11. *Rodríguez-Gasén R., Kiener J., Tatischeff, V. et al.* // Solar Phys. V. 289. No 5. P.1625.
12. *Neupert W.M.* // Astrophys. J. 1968. V. 153. P. L59.
13. *Струминский А.Б. и Зимовец И.В.* // Письма в АЖ. 2010. Том 36. №6. С. 453.
14. *Richardson, I.G.; von Rosenvinge, T.T.; Cane, H.V. et al.* // Solar Phys. 2014. V. 289. No 8. P. 3059.

ОРИЕНТАЦИЯ ПЛОСКОСТИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ H α ИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Суюнова Э.З., Ким И.С., Осокин А.Р.

ГАИШ МГУ, Москва
suyunova@sai.msu.ru

ORIENTATION OF THE LINEAR POLARIZATION PLANE OF H α RADIATION IN PROMINENCES

Suyunova E.Z., Kim I.S., Osokin A.R.

Sternberg Astronomical Institute of Lomonosov Moscow State University, Moscow
suyunova@sai.msu.ru

2D distributions of deviations of the polarization plane from the direction tangential to the solar limb (angle χ) and the sign of χ are presented for H α prominences of March 29, 2006. The obtained values of χ are in agreement with non-eclipse coronagraphic measurements and indicate the existence of longitudinal magnetic fields. The 2D distributions of the sign of χ show the existence of both «+» and «-» polarities for each prominence. An interpretation in the frame of the existence of oppositely directed magnetic fields is noted.

1. Введение

До настоящего времени измерения магнитных полей в протуберанцах проводятся эпизодически. Основные факторы, усложняющие «магнитные» измерения линейной поляризации в протуберанцах, это инструментальный фон в телескопе ($\approx 1.6 \cdot 10^{-5} B_{sun}$ на высотах протуберанцев), яркость неба ($\approx 3 \cdot 10^{-5} B_{sun}$ в оптическом континууме) и континуум короны ($\approx 10^{-6} B_{sun}$), где B_{sun} – яркость центра диска Солнца в 1А близлежащего континуума. Во время полных солнечных затмений (ПСЗ) яркость неба и рассеянный свет в телескопе пренебрежимо малы, основной вклад в «паразитный» фон обусловлен континуумом короны. Ожидаемое увеличение отношения «сигнал/шум» может составить 1–2 порядка [1]. Становятся возможными прецизионные измерения линейной поляризации.

Вопрос о магнитной структуре протуберанцев, в частности, прямой или инверсной поляриности магнитного поля, остается открытым. Известно, что в отсутствии магнитного поля плоскость линейной поляризации H α излучения ориентирована тангенциально к лимбу Солнца (угол $\chi = 0$). Поэтому определения величины угла χ и направления отклонений (по или против часовой стрелки) могут предоставить информацию о величине (в сочетании с другими данными) и направлении магнитного поля. Ниже представлены результаты определения ориентации плоскости линейной поляризации H α излучения протуберанцев по наблюдениям ПСЗ 29 марта 2006 г. в пос. Чамьюва Турции: 30°34"E, 36°33"N, $h_{sun} = 55^\circ$, $m = 1.05$, длительность полной фазы 3 мин 34 с.

2. Метод, обработка

Метод прецизионной линейной поляриметрии, разработанный нами для излучения короны в континууме и модифицированный для излучения протуберанцев в эмиссионных линиях [2], позволяет получить двумерные распределения степени поляризации p и ориентации плоскости поляризации (величины и знака угла χ отклонения плоскости поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления) с фактической точностью 2% для p и $2^\circ \chi$. Эти распределения будем называть называть p -, χ - и знак χ -изображениями, по аналогии с обычными изображениями (двумерными распределениями I параметра Стокса).

Серия из 24 последовательных кадров, соответствующая полному обороту поляроида за 5 с, центрированная на 25 с до третьего контакта (T_3) и полученная через красный фильтр КС13 (эффективная ширина свертки оптического тракта – 40 нм, пропускание в $H\alpha$ – 0.6 от пропускания в максимуме), использовалась для анализа. Ограничения на ожидаемое значение степени поляризации и расстояние от центра диска Солнца вводились в программное обеспечение для выделения протуберанцев из общего массива данных. Проводилось вычитание окружающего коронального континуума. Наблюдения, обработка и предварительные результаты для двух протуберанцев, локализованных на позиционных углах 42° и 307° , представлены в [3].

3. Результаты

Ниже представлены скорректированные χ - и знак χ -изображения для четырех протуберанцев на позиционных углах 42° , 251° , 287° и 307° , полученные с поляризационным «разрешением» $8''$. Левая часть рис. 1 иллюстрирует достоверность наших измерений степени поляризации.

Сплошная линия – теоретическая зависимость степени поляризации p от высоты h над лимбом Солнца в отсутствие магнитного поля, рассчитанная нами по уравнениям Занстра [4]. Показаны измерения для четырех протуберанцев: кружки – P1 (42°), кресты – P2 (251°), белые квадраты – P3 (287°), черные квадраты – P4 (307°). Локализация большинства точек под расчетной кривой объясняется деполяризующим эффектом продольного магнитного поля в протуберанцах, т.е. эффектом Ханле [5]. Показаны ошибки измерений.

Измерения проводились вблизи T_3 , поэтому большая часть E-лимба была закрыта диском Луны. Тем не менее, для регистрации оказалась доступной верхняя часть протуберанца на $P = 42^\circ$ с $h > 70''$. На рис. 1 в центре представлены χ -изображения $H\alpha$ -протуберанцев: три протуберанца на W-лимбе и один на E-лимбе. Показаны лимбы Солнца и Луны, позиционные углы протуберанцев, шкалы для высоты и величины χ . Шаг шкалы в 4° выбран для удобства представления. Измеренные значения, с учетом точности наших измерений, согласуются с результатами внезатменной ко-

ронографической фильтровой линейной поляриметрии протуберанцев для этого же интервала высот.

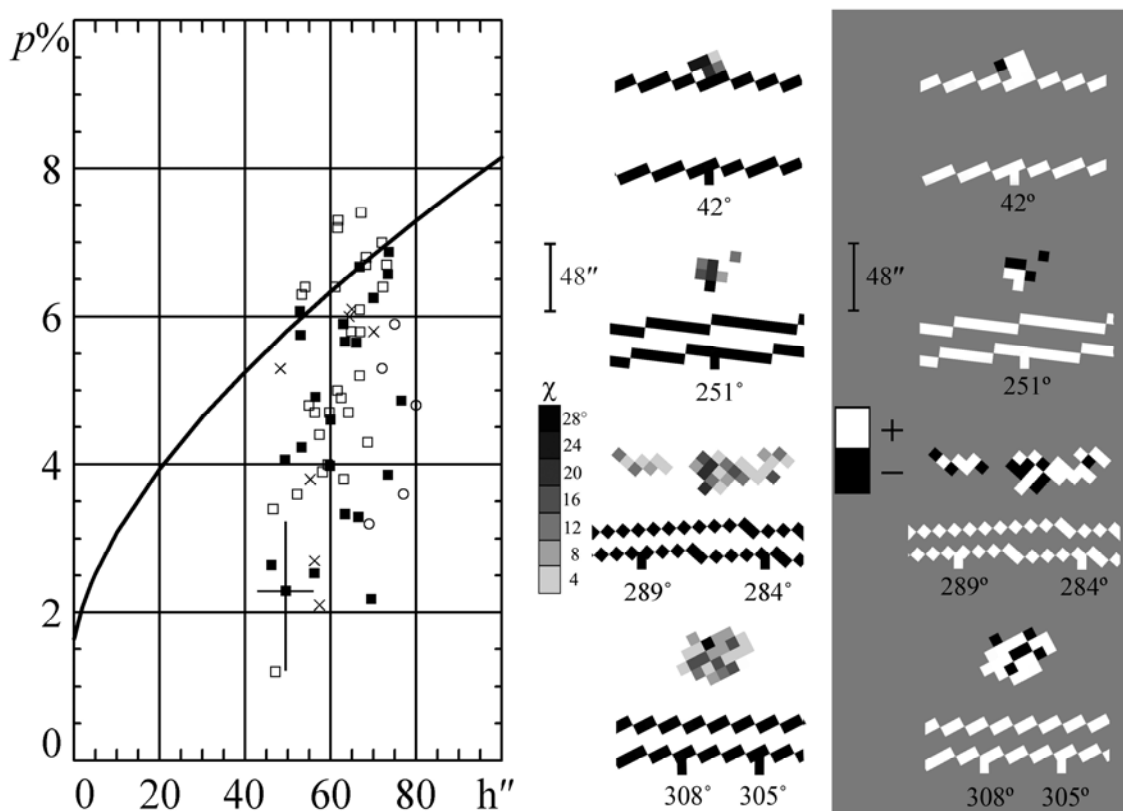


Рис. 1. Расчетная зависимость $p(h)$ и измерения (слева), χ -изображения (в центре) и изображения знака χ (справа).

Изображения знака χ показаны справа. Отклонения плоскости поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления по часовой стрелке показаны белым цветом и обозначены знаком «+», отклонения против часовой стрелки – черным цветом и знаком «-». Однородный серый фон соответствует углам $\chi = 0$. Изображения знака χ выявляют существование преимущественной полярности с вкраплениями противоположной полярности в протуберанцах на позиционных углах 42° и 307° , которые, согласно сводным картам активности ГАС ГАО РАН, являются спокойными протуберанцами. Протуберанец на 42° наблюдался в радиодиапазоне на РАТАН-600, фаза затмения составила 0.998 [6]: яркостная температура $T_b = 4500\text{--}9500$ К, концентрация электронов $n_e = 10^9$ см $^{-3}$, величина магнитного поля = 100–550 Гс.

Протуберанец на $P = 287^\circ$ относится к волокнам активных областей и характеризуется наличием как «+», так и «-» полярностей. Яркость протуберанца на $P = 251^\circ$, достаточно протяженного по площади в плоскости неба, была невысокой. Уверенно определить параметры линейной поляризации удалось лишь в нескольких «точках». Поэтому вопрос о преимущественной полярности в нем остается для нас открытым.

К сожалению, мы не можем провести сравнительный анализ с другими результатами ввиду отсутствия аналогичных измерений других авторов.

Заключение

Анализ изображений знака χ H α -протуберанцев 29.03.2006 г. выявляет наличие «+» и «-» полярностей в каждом протуберанце, которое может быть обусловлено существованием противоположно направленных магнитных полей, что исключает прямую классификацию этих объектов как протуберанцев только с прямой или инверсной полярностью.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 14-02-01225.

Литература

1. *Kim, I.S., Popov, V.V., Suyunova, E.Z. et al.* 2011, ASP Conf. Ser. 437, 195.
2. *Kim, I.S., Alexeeva, I.V., Vougaenko, O.I. et al.* 2013, Sol. Phys. 288, 651.
3. *Суюнова Э.З., Ким И.С., Попов В.В.* 2012, сб. «Солнечная и солнечно-земная физика-2012». Труды XVI конференции по физике Солнца. СПб, 345.
4. *Zanstra, H.* 1950, MNRAS, 110, 491.
5. *Bommier, V., Landi Degl'innocenti, E., Leroy, J.-L. et al.* 1994, Sol. Phys. 154, 231.
6. *Голубчина О.А., Богод В.М., Коржавин А.Н. и др.* 2008, Астрофиз. Бюл. 63, № 1, 34.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ПАТРУЛЬНОМ ТЕЛЕСКОПЕ-СПЕКТРОГЕЛИОГРАФЕ

Тлатов А.Г., Дормидонтов Д.В., Шрамко А.Д., Кирпичев Р.В.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Россия

OBSERVATIONS OF SOLAR ACTIVITY ON PATROL TELESCOPE

Tlatov A.G., Dormodontov D.V., Shramko A.D., Kirpichev R.V.

Kislovodsk mountain astronomical station, Russia

This paper presents the preliminary results of the analysis of observations obtained at the solar telescope-spectroheliograph operating in continuous automatic mode at the Kislovodsk Mountain Astronomical Station. The paper presents the changes of the index of activity in line CaIIK, as well as the variation of the mean intensity of flocculation and elements of the chromospheric network in the 24th cycle of activity. The comparison with other indices of activity.

Введение

На Горной астрономической станции ГАО с июля 2011 г. проводятся наблюдения на солнечном телескопе-спектрогелиографе, работающем в непрерывном автоматическом режиме. В данной работе представлены предварительные результаты анализа наблюдений, полученные на солнечном телескопе-спектрогелиографе, работающем в непрерывном автоматическом режиме на Горной астрономической станции ГАО РАН.

Телескоп предназначен для продолжения долговременных синоптических наблюдений солнечной хромосферы, а также получения непрерывных данных для исследования быстропротекающих процессов. Также телескоп позволяет получать изображения в крыльях спектральной линии, что может дать дополнительную информацию о взрывных и эруптивных процессах.

Описание телескопа

Телескоп осуществляет наблюдения солнечной атмосферы в выбранных спектральных линиях. Фокусное расстояние основного зеркала составляет $f_1 = 2000$ мм, диаметр $d = 100$ мм. Оптическое разрешение диска Солнца телескопом составляет около 2 угл. сек. Изображения в линии К CaII регистрируются один раз в 2 минуты. Для удешевления конструкции телескопа использована схема с осью телескопа, совпадающей с мировой осью. Вращение телескопа происходит вокруг одной оси вращения, телескоп закреплен на двух опорах, но при этом используется дополнительное плоское зеркало, которое компенсирует изменения сезонного склонения Солнца [1, 2].

Получение полных изображений Солнца происходит при перемещении солнечного диска по входной щели спектрографа. В процессе сканирования диска Солнца по входной щели спектрографа осуществляется запись изображений спектров в оперативную память компьютера. После окончания сканирования полученные изображения спектра считываются для формирования единого изображения диска Солнца в ядре и крыльях спектральной линии: $\pm 0.494 \text{ \AA}$, $\pm 0.342 \text{ \AA}$, $\pm 0.228 \text{ \AA}$, $\pm 0.147 \text{ \AA}$. Получаемые изображения сохраняются в 3D сжатых fits файлах.

Результаты наблюдений

На Рис. 1 представлено количество наблюдательных дней и количество часов наблюдений за период 11.2011–09.2014 гг. Количество наблюдательных дней в год составляет более 200, что соизмеримо с данными наблюдениями сети PSPT. Количество часов наблюдений ограничено погодными условиями на ГАС ГАО. На Рис. 2 представлено количество сканов в день. Число дней, когда наблюдения продолжались непрерывно более 3-х часов, составило более 30%.

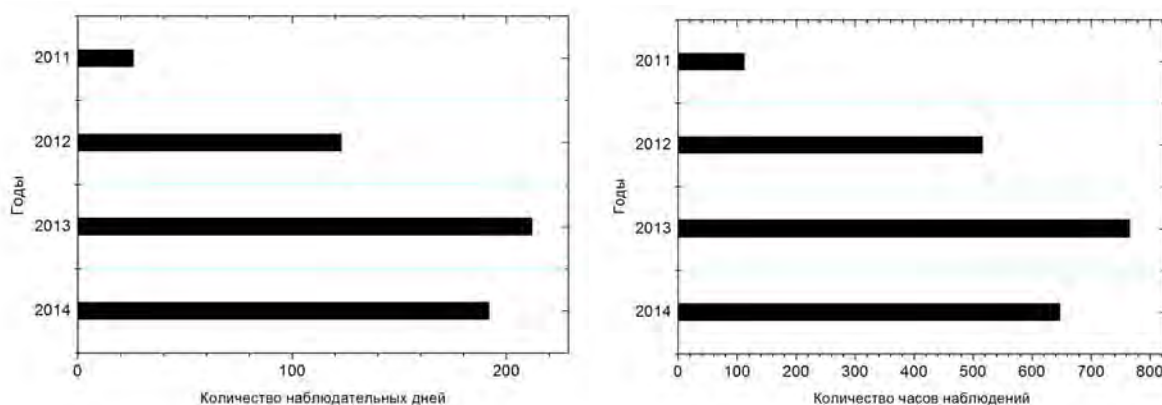


Рис. 1. (Слева) количество наблюдательных дней; (справа) количество часов наблюдений в год за период 11.2011–09.2014 гг.

Телескоп в течение дня проводит многократное сканирование солнечного диска, сохраняя серии кадров участков спектра вблизи выбранной спектральной линии. Сканирование осуществляется от восточного до западного края Солнца. Далее происходит формирование изображений Солнца в центре и крыльях рабочей спектральной линии. На Рис. 3 представлены изображения, полученные для 10 сентября 2014. Для формирования индекса активности в линии К CaII для каждого наблюдательного дня было отобрано одно изображение. Далее проводилась калибровка изображения, используя информацию об интенсивности изображений в крыльях спектральной линии. Это позволило для каждого из изображений в ядре спектральной линии вычесть инструментальный и атмосферный рассеянный свет.

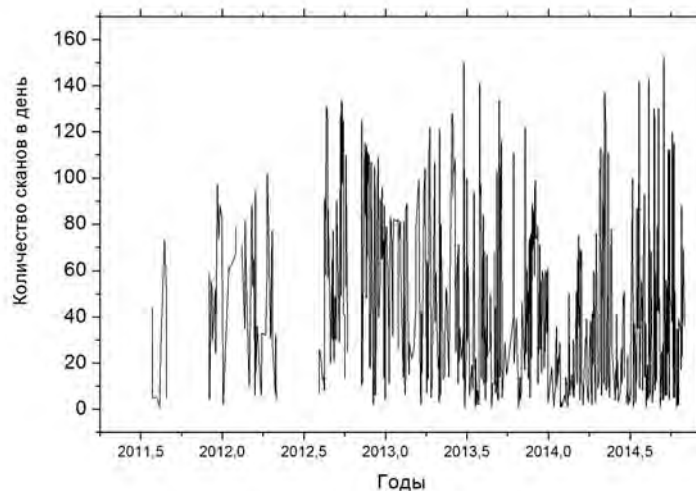


Рис. 2. Количество полученных сканов Солнца в день.

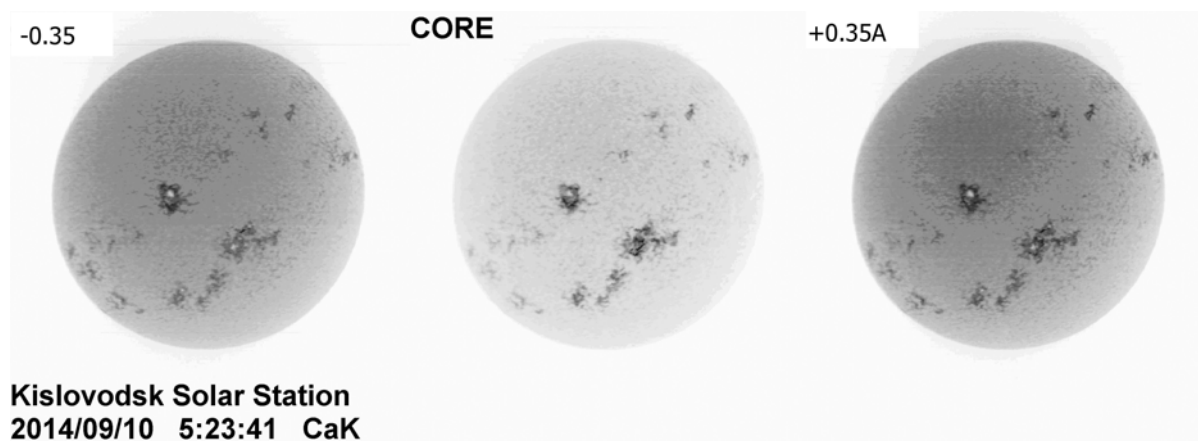


Рис. 3. Изображения, полученные для 10 сентября 2014 в центре и крыльях спектральной линии CaIIK.

В дальнейшем эти изображения можно использовать для определения индекса активности в данной линии. На Рис. 4 представлено сравнение индексов активности в линии К CaII, полученных по данным телескопа PSPT и патрульного телескопа на ГАС ГАО.

Помимо получения индексов активности, координат и площади ярких точек и флоккул наблюдения патрульного телескопа могут использоваться в патрульном режиме, например для определения времени и места вспышек и корональных выбросов, а также для определения скоростей выбросов массы. Для этого необходимо проводить сравнительный анализ интенсивностей в левом и правом крыле спектральной линии. Так по последовательности изображений данные телескопа позволяют определить скорость в картинной плоскости, а используя информацию о доплеровских скоростях, определить и компоненту вдоль луча зрения. Эта информация может существенно дополнять патруль корональных выбросов массы, осуществляемый в настоящее время.

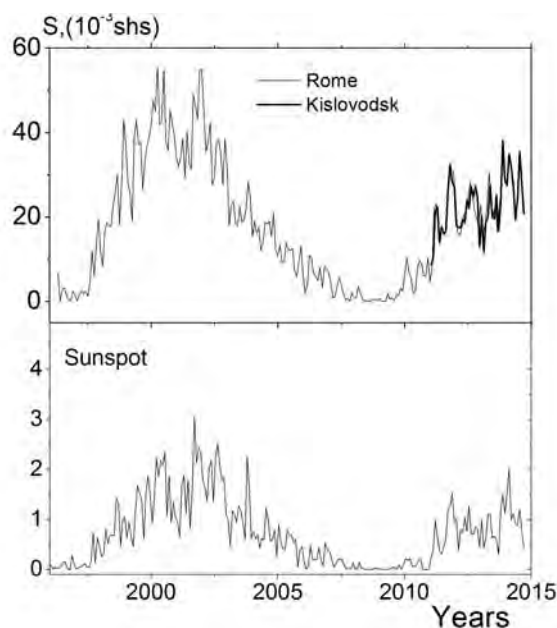


Рис. 4. (Вверху) Изменение индекса активности по данным телескопа PSPT и патрульного телескопа ГАС ГАО. (Внизу) индекс площади солнечных пятен.

Выводы

Результаты тестовой эксплуатации патрульного телескопа показали надежность его работы как в синоптическом, так и непрерывном режиме. Данные наблюдения являются уникальными для Службы Солнца и патруля солнечной активности. В перспективе для развития наблюдательной сети можно сделать следующие выводы. Один телескоп на Кисловодской Горной станции наблюдает более 200 дней в году и около 700–900 часов в год в режиме непрерывных наблюдений, в условиях ясной солнечной погоды. Это в несколько раз меньше от потенциально возможного. Для синоптической программы при режиме наблюдений не менее 1 раза в день это должна быть сеть минимум из 3-х телескопов. Для обеспечения непрерывного режима наблюдений необходима наблюдательная сеть их нескольких (8–10) телескопов с установкой на различных долготах, в том числе и западном полушарии.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и программ РАН.

Литература

1. Середжинов Р.Т. Патрульный фотосферно-хромосферный телескоп «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012»: материалы Всеросс. науч. конф.: СПб: ГАО РАН, 2012, 327–329.
2. Середжинов Р.Т. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012»: материалы Всеросс. науч. конф.: СПб: ГАО РАН, 2012, 331–334.

НАБЛЮДЕНИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА НА ТЕЛЕСКОПЕ-МАГНИТОГРАФЕ СТОП НА ГАС ГАО

**Тлатов А.Г.¹, Дормидонтов Д.В.¹, Шрамко А.Д.¹, Кирпичев Р.В.¹,
Пащенко М.П.¹, Пещеров В.С.², Григорьев В.М.²,
Демидов М.Л.², Свидский П.М.³**

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Россия*

²*ИСЗФ СО РАН, Иркутск, Россия*

³*ИПГ им. Е.К. Федорова, Москва, Россия*

OBSERVATION OF THE LARGE-SCALE MAGNETIC FIELDS ON TELESKOPE STOP ON KISLOVODSK MOUNTAIN ASTRONOMICAL STATION

**Tlatov A.G.¹, Dormidontov D.V.¹, Shramko A.D.¹, Kirpichev P.V.¹,
Pashenko M.P.¹, Peshеров V.S.², Grigoriev V.M.²,
Demidov M.L.², Svidskiy P.M.³**

¹*Kislovodsk mountain astronomical station, Russia*

²*ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia*

³*IPG, Moscow, Russia*

In this paper we present the first results of the new telescope STOP established at the Kislovodsk Mountain Astronomical Station. The telescope is designed for recording weak large-scale fields on the full solar disk. We give a description of the telescope, observing program and data format. The comparison of the results with other magnetographic observations ground and satellite observatories, as well as with other types of observations of solar activity. It is shown that by far the STOP telescope provides the most accurate observations of large-scale solar magnetic field.

Введение

С 1 июля 2014 г. начались регулярные наблюдения крупномасштабных магнитных полей Солнца на телескопе СТОП, установленном на Горной астрономической Станции ГАО РАН. Телескоп изготовлен и установлен силами сотрудников ИСЗФ СО РАН по заказу ИПГ им. Е.К. Федорова. Телескоп предназначен для получения наблюдательных данных о крупномасштабных магнитных полях Солнца, направленных по лучу зрения, основными из которых являются магнитограммы всего диска Солнца, с угловым разрешением ~ 30 угловых сек.

Основным измерительным устройством солнечного синоптического телескопа является спектрограф, в оптической схеме которого находится анализатор поляризованного света. Спектрограф строит изображение спектральной линии, чувствительной к магнитному полю, в которой измеряется степень круговой поляризации по контуру линии, связанная с напряженностью поля в приближении слабых магнитных полей. Для измерения

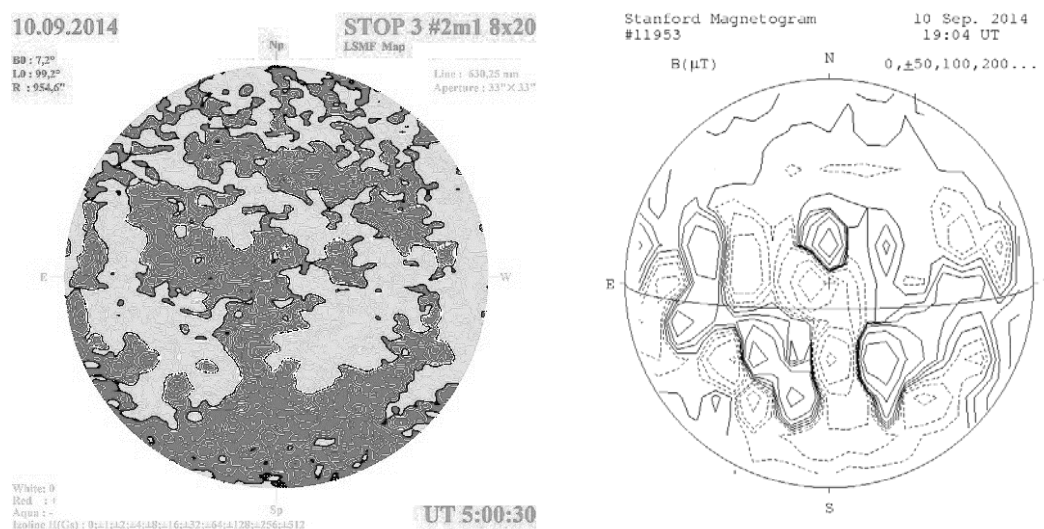


Рис. 1. Карта магнитных полей за 10 сентября 2014 (слева) по данным наблюдений телескопа СТОП на ГАС ГАО РАН; (справа) по данным WSO.

слабых крупномасштабных магнитных полей применен оригинальный метод исключения влияния инструментальной поляризации. В каждой точке изображения Солнца телескоп СТОП выполняется два измерения: одно измерение делается с введенной в падающей на целостат пучок света $\lambda/2$ – фазовой пластинкой и второе измерение без нее. Полуразность двух измерений дает величину напряженности поля, свободную от влияния инструментальной поляризации. На Рис. 1 представлены карты измерений магнитного поля по данным ГАС ГАО и магнитографа обсерватории им. Вилкокса (WSO). Магнитограф WSO обладает разрешением около 3 угловых минут, что значительно хуже, чем для магнитографа СТОП.

В период 01.07.2014 – 15.10.2014 было 81 дней наблюдений (http://solarstation.ru/sun-service/magnetic_field). Это позволило восстановить топологию крупномасштабного магнитного поля для синоптических оборотов 2152–2155. На Рис. 2 представлена синоптическая карта для оборота N 2152, полученная по данным магнитографов СТОП. Сравнение с картой магнитографа WSO, показывает, что телескоп СТОП позволяет более точно восстанавливать линии раздела полярности крупномасштабного магнитного поля, что важно для изучения полярных областей Солнца и определения областей с открытой конфигурацией магнитных полей.

В день, как правило, выполняется не менее 3-х измерения магнитного поля Солнца. На Рис. 3 (слева) представлены результаты измерений среднего магнитного поля за период наблюдений с 01.07 по 31.09 2014. Отклонения в близких моментах измерений незначительны, что позволяет делать вывод, что наблюдения достаточно стабильны. На Рис. 3 (справа) представлены средние абсолютных значений магнитных полей и ошибки измерений. Средняя ошибка измерений составляет около 0.5 Гс. На Рис. 4

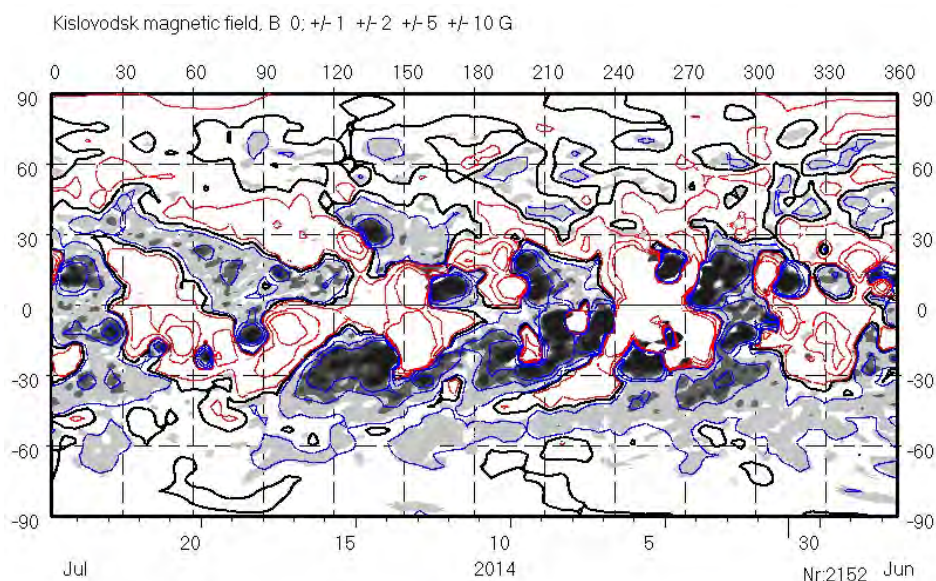


Рис. 2. Пример синоптической карты магнитного поля по данным наблюдений телескопа СТОП на ГАС ГАО РАН для синоптического оборота N 2152. Заштрихованные области соответствуют отрицательным магнитным полям.

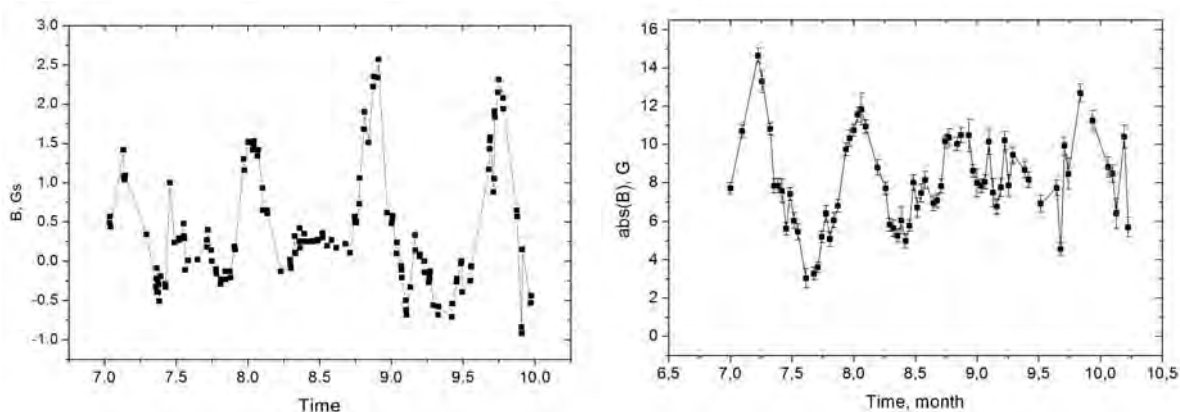


Рис. 3. (Слева) Среднее значения магнитного поля Солнца. (Справа) Абсолютные значения магнитного поля, также представлены ошибка измерения.

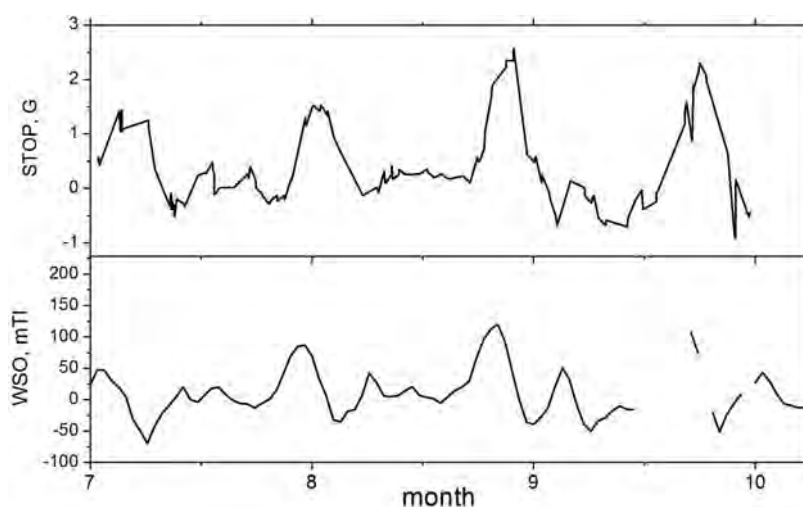


Рис. 4. Среднее магнитное поле Солнца (сверху) по данным телескопа СТОП в Гауссах, (внизу) по данным магнитографа WSO в микротеслах.

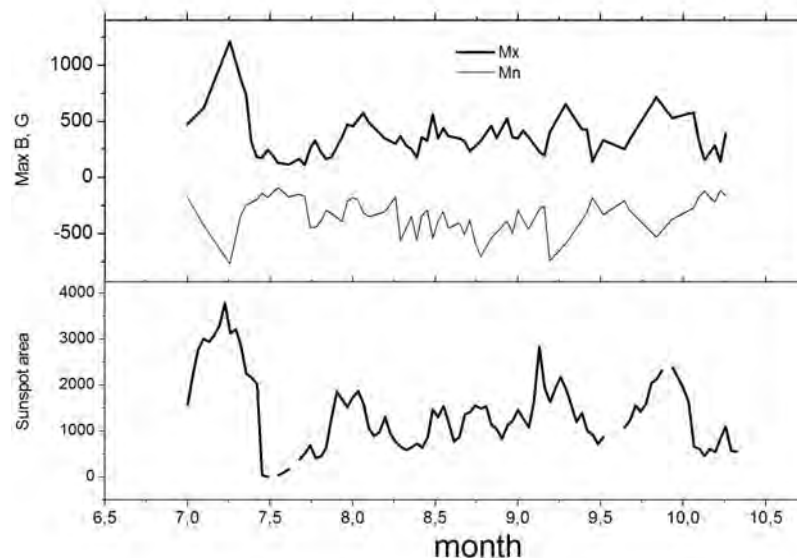


Рис. 5. Максимальные магнитные поля, регистрируемые на диске Солнца (*сверху*).
Внизу площадь солнечных пятен.

представлены вариации среднего магнитного поля, полученные на телескопе СТОП с аналогичными измерениями телескопа WSO. Оба телескопа дают близкие вариации во времени, связанные с секторной структурной магнитного поля Солнца. Однако, видны и фазовые сдвиги положений пиков. Вероятно, это связано с различным пространственным разрешением, при котором магнитограф WSO не различает магнитные структуры вблизи лимба.

На Рис. 5 представлены значения максимальных магнитных полей, регистрируемых на диске Солнца. В июле месяце максимальные значения достигали значений выше 1 кГс, что свидетельствует о том, что телескоп может измерять магнитные поля солнечных пятен.

Таким образом, введенный в эксплуатацию телескоп СТОП показал стабильность измерений магнитных полей Солнца и может быть использован для наблюдений и прогноза солнечной активности.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и программ РАН.

СОЗДАНИЕ БАЗ ДАННЫХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО МНОГОЛЕТНИМ НАБЛЮДЕНИЯМ ОТЕЧЕСТВЕННЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ

**Тлатов А.Г., Кирпичев Р.В., Коломиец С.Н., Пархоменко А.В.,
Скорбеж Н.Н., Васильева В.В. Шрамко А.Д.**

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН

CREATING DATABASES SOLAR ACTIVITY LONG-TERM OBSERVATIONS

**Tlatov A.G., Kirpichev R.V., Kolomiyets S.N., Parhomenko A.B.,
Skorbezh N.N., Vasilieva V.V., Shramko A.D.**

Kislovodsk mountain astronomical station

Performed digitizing observational data observation network of the Sun Service and published in the bulletin "Solnechnye Dannye". The data include the results of several types of observational programs in optical and radio wavelengths. The paper describes the database and graphics change indices of solar activity.

Введение

Наблюдательная сеть Службы Солнца в СССР включала в себя более десятка солнечных обсерваторий, обеспечивающих непрерывное наблюдения на различных высотах солнечной атмосферы в оптическом и радиодиапазонах. Результаты работы этой наблюдательной сети публиковались в бюллетене “Солнечные данные”. В данной работе представлены результаты оцифровки данных о солнечной активности, публиковавшихся в бюллетене “Солнечные Данные”. Частично это работа продолжает оцифровку, проведенную в ГАО РАН за период 1993–2014 гг. и представленных на сайте <http://www.gao.spb.ru/english/database/sd/index.htm>, но также включает более ранние данные, начиная с 1954 г.

Описание баз данных и методов их создания

Для создания баз данных было проведено сканирование таблиц, сводок и карт в бюллетеня “Солнечные Данные” за период 1954–1995 гг. Ежедневных карт Солнца и магнитных полей солнечных пятен (1980–1995 гг.). В дальнейшем данные из таблиц, содержащие информацию о солнечной активности, распознавались программными методами, а затем проводилась верификация и структурирование промежуточных данных оператором. Таким образом, были созданы следующие базы данных.

1). Данные о характеристиках групп солнечных пятен в период 1954–2014 гг. База включает информацию о координатах, площади групп солнечных пятен, число ядер и пор в группе, а также данные о площади само-

го большого пятна в группе. Всего база содержит информацию о 111873 группах солнечных пятен.

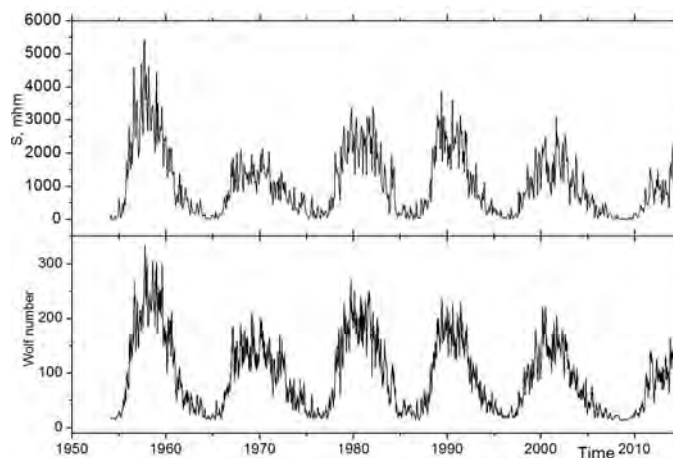


Рис. 1. Среднемесячные значения относительного числа солнечных пятен и площади групп солнечных пятен по данным бюллетеня “Солнечные Данные”.

На Рис. 1 представлены ежемесячные значения относительного числа солнечных пятен и площади групп солнечных пятен

2). Данные характеристик солнечных протуберанцев 1957–2014 гг. в том числе: момент наблюдений, широта, указание восточного или западного лимба, высоты, яркость и площадь. Всего база данных содержит информацию о 111377 протуберанцах.

3). Данные характеристик солнечных волокон в линии Н-альфа в период 1959–2014 гг. Эта база включает информацию о времени наблюдений, координатах, протяженности и яркости волокон. Всего эта база данных содержит информацию о 69720 волокон. На Рис. 2 представлены среднемесячные значения числа волокон и протуберанцев.

4). База данных характеристик флоккул, наблюдаемых в линии К CaII за период 2002–2014 гг. В ней представлена информация о координатах центра и протяженности флоккул, площади и яркости. Всего в базе представлены характеристики 30672 объектов.

5). База данных о быстрых процессах, наблюдаемых в оптическом диапазоне в линии Н-альфа в период 1958–1995 гг. Эта база содержащая информацию о положении и времени и мощности эруптивных процессов. Всего в базе представлены характеристики о 21955 событиях.

6). База данных о хромосферных солнечных вспышках, наблюдаемых в оптическом диапазоне в период 1954–1995 гг. Эти данные содержат информацию о координатах, времени и мощности солнечных вспышек. Всего в базе представлены характеристики о 244212 вспышек.

7). База данных о событиях в радиодиапазоне. В ней приведены время начала и конца событий, частота радиодиапазона, тип явления, мгновенные и сглаженные значения максимального потока. База содержит инфор-

мацию о 157980 событиях. На Рис. 3 представлены изменения вспышек и быстрых процессов.

8). База данных средних значений плотности потока радиоизлучения Солнца на различных частотах в период 1954–2014 гг.

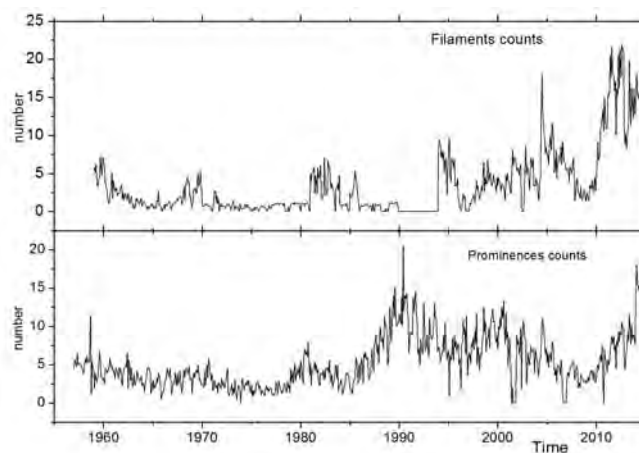


Рис. 2. Среднемесячные значения числа волокон (*сверху*) и числа протуберанцев (*внизу*).

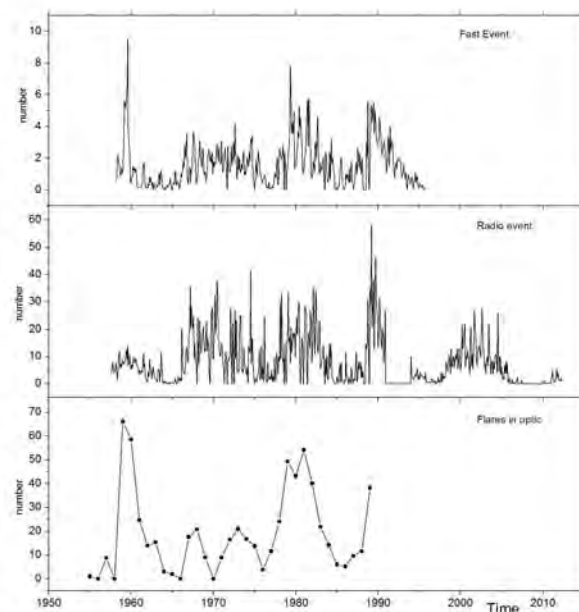


Рис. 3. Среднемесячные значения количества событий быстрых процессов (*сверху*), количество событий в радиодиапазоне (*в центре*) и числа вспышек в оптическом диапазоне (*внизу*).

9). База данных спектров необычных явлений в метровом диапазоне радиоволн.

Также подготовлены базы данных, которые не публиковались в бюллетене “Солнечные Данные”, но были подготовлены сотрудниками ГАС ГАО. В том числе:

10). Ежедневные данные о площади низкоширотных факелов, наблюдаемых в белом свете в период 1990–2007 гг.

11). Ежемесячные данные о числе полярных факелов в период 1960–2008 гг., сгруппированные отдельно для северного и южного полушарий.

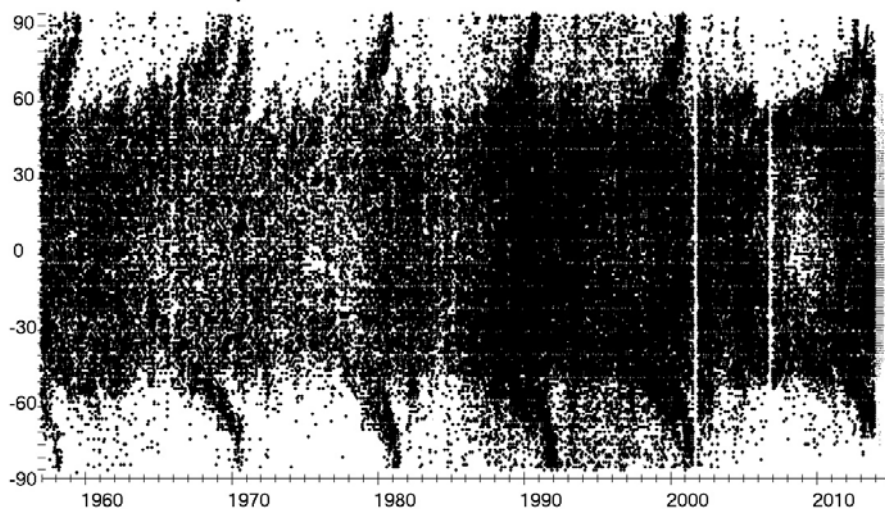


Рис. 4. Широтно-временное положение протуберанцев по данным наблюдений ГАС ГАО.

12). База данных и карты корональных дыр в период 1975–2013 гг.

13). База данных характеристик солнечных пятен, выделенных на изображениях HMI/SDO и совмещенная с наблюдениями магнитных полей в ядрах, полутени и порах за период 2010–2014 гг.

14). База данных потоков радиоизлучения на волнах 4.9 и 3.2 см.

15). База солнечных вспышек в радиодиапазоне на волнах 4.9 и 3.2 см в период 2006–2014 гг.

16). База данных характеристик отдельных солнечных пятен, ядер и пор в период 2010–2014 гг.

17). Ежедневные карты солнечной активности в период 1980–2014 гг. Данные представлены на интернет сайте ГАС ГАО РАН <http://old.solarstation.ru/?lang=ru&id=archivedata> и <http://solarstation.ru>.

Выводы

Полученные базы данных могут быть использованы для анализа как долговременных изменений солнечной активности, так и для описания конкретных событий, наблюдавшихся в оптическом и радио диапазонах. Для примера на Рис. 4 представлено широтно-временное распределение положения протуберанцев в период 1957–2014 гг.

Бывшая Служба Солнца СССР была одной из лучших в мире. Результаты ее работы должны быть представлены для общего доступа, например, как это сделано на сайте Национальной геофизической службы NGDC.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ и программ РАН.

ЭФФЕКТ ГЕЛЬФРЕЙХА-ЛУБЫШЕВА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 11899

Топчило Н.А.¹, Петерова Н.Г.²

¹*НИИАИ им. В.В. Соболева СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

GELFREIKH-LUBYSHEV EFFEKT AS OBSERVED ACTIVE REGION NOAA 11899

Topchilo N.A.¹, Peterova N.G.²

¹*Sobolev Astronomical Institute of St Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

²*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

An investigation of the microwave cyclotron source (MCS) above the active region NOAA 11899 (2013, November) on the Sun is given. It is devoted to study of MCS-image special features predicted by Gelfreikh-Lubyshev MCS-image simulations [1]. Regular observations of the Sun at RATAN-600 and NoRH are used. For the first time it has been possible to follow the overall MCS-image modification process as a function of viewing angle variations within range of $\pm 90^\circ$ by the example of a single active region. Our study revealed that at the minimum distance from sundisk center ($\sim 5^\circ$) the one-dimensional MCS-image was a symmetric “two-hump” structure. With increasing of viewing angle, MCS-image structure quickly (during one day) is transformed to asymmetric one, with the brightest region has become displaced to sunlimb. These observation results are in good agreement with the model simulation [1]. Previously such conclusion was supported by accidental observations only. Regular observations allow to make the definite conclusion that the viewing angle impact on MCS-image structure is of decisive importance, but a manifestation of this effect is restricted by observational and physical conditions. It is suggested to name MCS-image special features by Gelfreikh-Lubyshev effect.

Среди работ, посвященных исследованию источников циклотронного микроволнового излучения (ИЦИ), расположенных в атмосфере Солнца над пятнами, выделяется работа Гельфрейха и Лубышева [1]. Это одна из наиболее часто цитируемых работ, на которую ссылаются наблюдатели, анализирующие структуру изображения ИЦИ и ее особенности. Используя теорию излучения ИЦИ [2], Гельфрейх и Лубышев первыми показали, что тонкая структура изображения ИЦИ в картинной плоскости сильно меняется в зависимости от положения активной области (АО) на диске Солнца (угла зрения). Поскольку оптическая толща ИЦИ в обеих модах излучения (необыкновенная и обыкновенная) сложным образом зависят от угла зрения, то даже при простой морфологии магнитного поля пятна в структуре изображения ИЦИ возникают детали, имеющие вид колец или серповидной формы. Такого рода особенности изображения неоднократно фиксировались наблюдениями, однако, как правило, эпизодическими, и без достаточного обоснования интерпретировались эффектом Гельфрейха-

Лубышева (Г-Л). Среди них нет ни одного случая, когда на примере конкретного пятна был бы прослежен весь цикл изменений от восхода до захода АО за солнечный лимб. Возможно, вследствие этого иногда возникают сомнения, проявляется ли эффект Г-Л в наблюдениях [3].

Мы предлагаем такое исследование, используя наблюдения текущего цикла Солнца, отличавшегося повышенным количеством пятен, которые можно считать униполярными и потому наиболее подходящими для сопоставления с моделью Г-Л. Выбрана активная область NOAA 11899 (ноябрь 2013 г.), состоявшая фактически из одного пятна большого размера (диаметр полутени $\sim 80''$) и, что важно для сопоставления, проходившая практически через центр диска Солнца – минимальный угол $\theta \approx 3^\circ$ (см. рис. 1). Длительное время АО была стабильной и квазиспокойной.

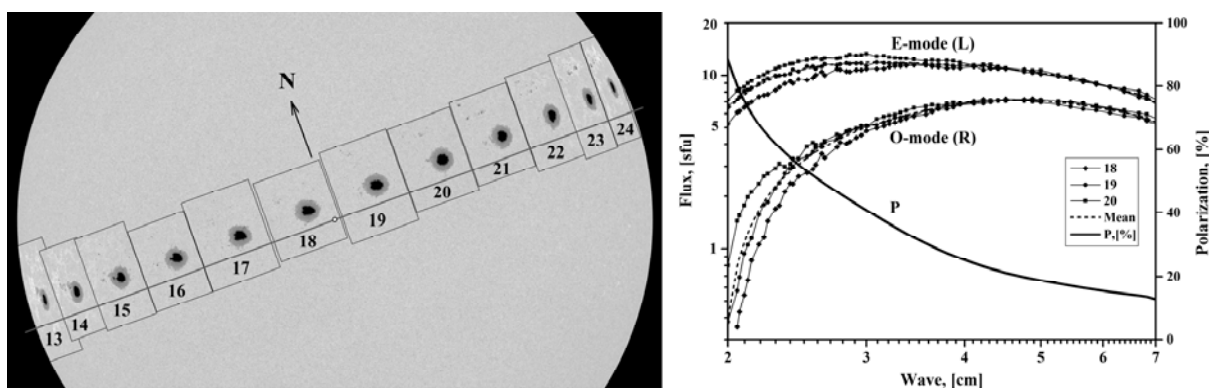


Рис. 1. Положение пятна АО 11899 на диске Солнца (слева) и спектры плотности потока излучения ИЦИ этого пятна (справа) по наблюдениям за три дня (18-19-20).11.2013 г. на радиотелескопе РАТАН-600 отдельно в обеих модах (е и о). Здесь же приведена степень поляризации P.

В исследовании использованы регулярные наблюдения, выполняемые с высоким угловым разрешением на радиотелескопах РАТАН-600 и NoRH (наилучшее разрешение $\sim 17''$). Наблюдения обрабатывались с помощью штатных программ, применяемых на указанных инструментах для анализа наблюдений Солнца [4]. На рис. 2 мы показываем РАТАН-сканы ИЦИ 11899 по наблюдениям в диапазоне (1,65–10) см за три дня вблизи момента прохождения пятна через центральный меридиан Солнца (СМР). На коротких волнах видна тонкая структура изображения, которая сильно меняется с изменением угла зрения. В день (19.11.2013), когда угол зрения близок к минимальному ($\theta \sim 6^\circ$), изображение ИЦИ имеет симметричный «двугорбый» характер. В соседние дни (18.11 и 20.11) симметрия исчезает и наиболее ярким становится внешний край ИЦИ, смещенный при нахождении пятна в восточном полушарии Солнца 18.11.2013 к Е-лимбу Солнца, а в западном полушарии 20.11.2013 – к W-лимбу. С дальнейшим увеличением угла зрения направление Е-W сдвига сохраняется. На длинных волнах тонкая структура изображения замывается вследствие ухудшения уг-

лового разрешения РАТАН-600, а также перспективного сокращения размеров ИЦИ при приближении пятна к лимбу.

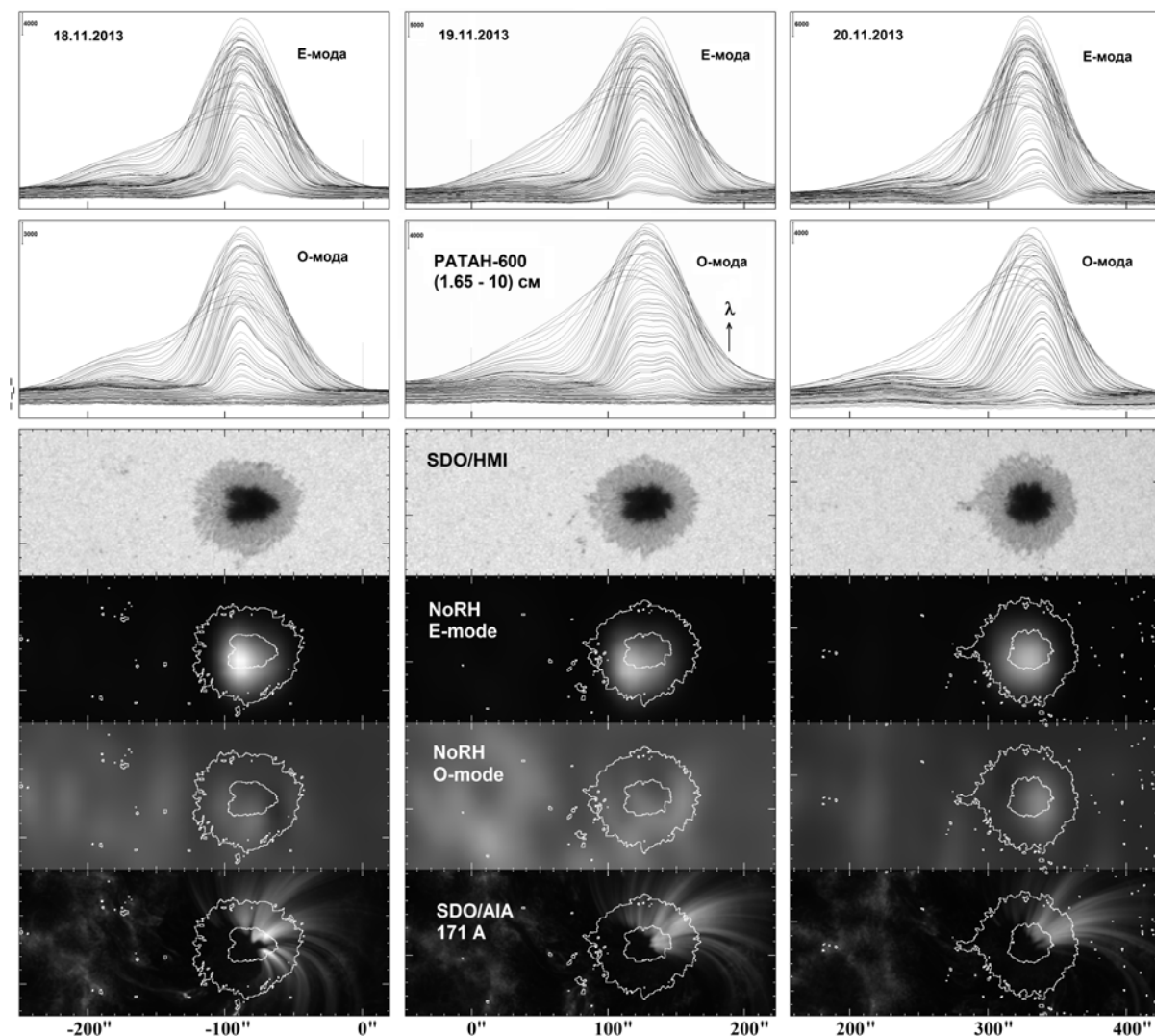


Рис. 2. РАТАН-сканы АО 11899 в диапазоне (1,65–10) см по наблюдениям за 3 дня (18-19-20).11.2013 г. вблизи момента СМР. Сканы представлены в шкале антенных температур T_a . Наблюдения на РАТАН-600 сопоставлены с фотогелиограммой SDO/HMI, с наблюдениями на интерферометре NoRH в обеих модах (E и O) излучения и изображением пятна по наблюдениям на SDO/AIA в УФ-диапазоне в линии 171 Å. Изолиниями на картах изображены границы тени и полутени пятна.

Модель Г-Л построена для источника **циклотронного** излучения, и наблюдения подтверждают, что ИЦИ 11899 действительно имел такую природу излучения (см. рис. 1). Видно, что плотность потока излучения быстро растет в диапазоне (2–5) см, степень поляризации на коротких волнах близка к 100% и падает с ростом длины волны, эффективный размер источника излучения близок к размерам полутени пятна.

Итак, показано, что эффекты, предсказываемые моделью Г-Л, имеют место и выражаются в соответствующей этой модели модификации изоб-

ражения ИЦИ и смещениях центра тяжести излучения. Для выявления специфической для ИЦИ двумерной тонкой структуры (кольца, серпы) изображения необходимо более высокое (2–4") угловое разрешение, которое пока недостижимо при регулярных наблюдениях Солнца.

Следует отметить, что выявить эффект Г-Л удастся достаточно редко и причин, маскирующих его, достаточно много. Основная из них – реально существующее, не учитываемое моделью Г-Л, отличие распределений физических параметров корональной плазмы над пятном (магнитное поле, плотность и электронная температура) от модельных. И, как показывают наблюдения, в отдельных случаях их влияние оказывается гораздо сильнее, чем эффект Г-Л. Однако заметим, что в нашем случае, как видно из рис. 2, УФ петли, выходящие из пятна, не дают заметного вклада в микроволновое радиоизлучение и не препятствуют регистрации эффекта Г-Л. Эффект Г-Л также трудно отличить от эффекта высоты, которая часто измеряется на основе смещения центра тяжести излучения ИЦИ относительно геометрического центра пятна. Таким образом, оба эффекта (высоты и влияния угла зрения) складываются, причем эффект высоты сопоставим с эффектом Г-Л, что может приводить к сильному завышению результатов измерения высоты ИЦИ над уровнем фотосферы.

В заключение, вслед за авторами работы [5], подчеркнем, что эффект Г-Л обусловлен исключительно зависимостью оптической толщи источника микроволнового излучения над солнечным пятном от угла зрения, под которым он наблюдается. И ни в коем случае нельзя рассматривать структурные особенности ИЦИ (кольца), выявляемые в наблюдениях, как свидетельство существования высокотемпературной плазмы в пятне, без проверки на эффект Гельфрейха-Лубышева.

Авторы благодарны всему коллективу РАТАН-600 за возможность использовать наблюдения Солнца в свободном доступе.

Литература

1. Гельфрейх Г.Б., Лубышев Б.И. // Астрон. журн. 1979. Т. 56. Вып. 3. С. 562–573.
2. Злотник Е.Я. // Астрон. журн. 1968. Т. 45. № 2. С. 310–320 и № 3. С. 585–596.
3. Злотник Е.Я., Кунду М., Уайт С. // Изв. Вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39. №3. С. 372–389.
4. Богод В.М., Алесин А.М., Перваков А.А. // Астрофизический бюллетень. 2011. Т. 66. № 2. С. 223–233.
5. Hildebrant J., Seehafer N., and Krüger A. // Astron. Astrophys. 1984. V. 134. P. 185–188.

О ВЗАИМОСВЯЗИ ШИРИНА – ИНТЕНСИВНОСТЬ ДЛЯ КРАСНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ФАКТЫ

Тягун Н.Ф.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

ON THE RELATIONSHIP BETWEEN THE WIDTH AND INTENSITY OF THE RED CORONAL LINE. OBSERVATIONAL FACTS

Tyagun N.F.

Institute of Solar-Terrestrial Physics, P.O. Box 291, Irkutsk, 664033, Russia

Inverse relationship between halfwidth and intensity ($\Delta\lambda$ – W) for the red coronal line is the regularity statistically revealed from several-year observations with the Large Out-of-Eclipse Coronagraph of the Sayan Observatory. This occurs at all heliolatitudes and heights in the corona, while the direct relationship between the parameters is typical for the green line. In the present study, on the same material for λ 6374 Å line, each observational series is analyzed separately with adding the observations of the Sun's lower layers. As a result, latitude regions with the direct $\Delta\lambda$ – W relationship for the λ 6374 Å line are found to be in the corona. This is typical for the active corona objects such as neighborhood of prominences, filaments, sunspot groups, etc. This also confirms that in optically thin coronal plasma, the line-of-sight structuredness determined by the magnetic field topology significantly effects on the shape of the observed line profile. Therefore, the type of $\Delta\lambda$ – W relationship characterizes not the certain line property but the physical condition of emitting optically thin coronal plasma.

В спектроскопии наземной короны существует три вопроса, на которые трудно ответить:

- 1) почему линии излучения короны существенно шире, чем это следует из температуры их образования (T)?
- 2) почему красная линия шире зеленой, хотя $T_{кр} < T_{зел}$?
- 3) почему взаимосвязь полуширина – интенсивность ($\Delta\lambda$ – W) для λ 6374 обратная, а для λ 5303 прямая?

Явление обратной взаимосвязи ($\Delta\lambda$ – W) для λ 6374 в настоящее время не должно вызывать сомнения. Впервые обратная взаимосвязь ($\Delta\lambda$ – W) для λ 6374 была получена как **среднестатистический** результат по большому числу наблюдений на Большом внеатмосферном коронографе Саянской обсерватории (БВКСО) за период 1969–1972 гг. [1]. Закономерность выполняется на всех гелиоширотах и по высоте в короне [2] тогда как λ 5303 показывает явную прямую взаимосвязь ($\Delta\lambda$ – W) [3]. Подтверждения получены в серии работ индийских и японских учёных по наблюдениям на корональной станции Норикара, хотя акцент в них сделан на исследовании поведения ширин линий в зависимости от высоты в короне [4, см. ссылки там, 5]. Общепринятого понимания различной взаимосвязи ($\Delta\lambda$ – W) для

$\lambda 6374$ и $\lambda 5303$ пока нет. Одновременные наблюдения обеих линий над распадающейся группой пятен на восточном и, через пол-оборота, на западном лимбах дали неожиданный результат: в процессе распада обратная взаимосвязь ($\Delta\lambda-W$) для $\lambda 6374$ усилилась, а для $\lambda 5303$ из отсутствующей превратилась в обратную. При этом ширины $\lambda 5303$ в среднем увеличились, но остались меньше таковых для $\lambda 6374$ [6]. Эти факты привели к предположению об определяющем влиянии на форму наблюдаемого контура в оптически тонкой короне структурированности на луче зрения, различной в разных линиях: более тонкой и равномерной в «красной» короне по сравнению с «зелёной», в свою очередь определяемой разной топологией и силой магнитного поля (МП) [7]. Логично далее было обратиться к исследованию областей с известной топологией поля – полярной короне. В результате был получен неожиданный результат – прямая взаимосвязь ($\Delta\lambda-W$) для ряда наблюдений, преимущественно осенних, когда угол наклона оси Солнца $B \sim 7^\circ$ [8]. К сожалению, для времени 1969–1972 гг. мы не располагали информацией о корональных дырах (КД), поэтому выводы о связи полученных результатов с КД предположительные.

Анализ поведения взаимосвязи ($\Delta\lambda-W$) для красной и зеленой линий в активных областях и их окрестностях с привлечением лучевых скоростей и их дисперсий и при учёте результатов работ [9–11] приводит к выводу о том, что МП, определяющее структурированность плазмы, в относительно холодной «красной» короне должно быть преимущественно открытого типа, а в «зеленой» – закрытого [12]. Таким образом, подход, предлагаемый нами для понимания взаимосвязи ($\Delta\lambda-W$) с точки зрения структурированности, обусловленной топологией МП, представляется правильным.

В настоящей работе мы предпринимаем попытку получить дополнительные доказательства правильности такого подхода. Для этого был использован полностью тот же материал, что и в работе [1], но при этом каждое наблюдение было рассмотрено индивидуально совместно с данными наблюдений нижележащих слоев Солнца. В результате выявлена масса фрагментов по широте в короне, где взаимосвязь для $\lambda 6374$ прямая. Подавляющее большинство этих фрагментов – беспокойная корона: окрестности протуберанцев, волокон, групп пятен и т.д. Примеры – на рисунках 1–4. Каждый из них представляет результат обработки 1 кадра или части его. Кадр это фото спектра короны с кривой щелью, охватывающей $\sim 50^\circ$ по лимбу на высоте $h = 15''$ от края. Сплошная линия на рисунках показывает изменение интенсивности (W) контуров линии $\lambda 6374$ в относительных единицах в зависимости от позиционного угла P° , пунктирная – соответствующие изменения полуширин ($\Delta\lambda$) в ангстремах. Утолщения линий сделаны там, где проявляется прямая взаимосвязь ($\Delta\lambda-W$), соответственно приведены значения коэффициента корреляции R и указано состояние в нижних слоях атмосферы. Надо полагать, что структурированность на луче зрения в этих областях, естественно, более выражена и работает в пользу

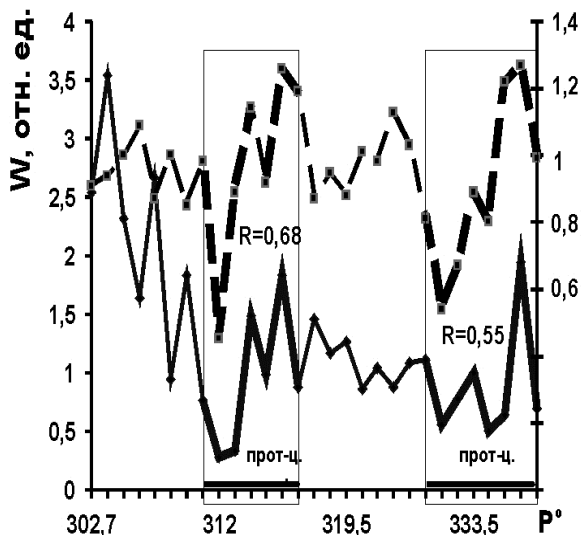


Рис. 1. 25.06.1970

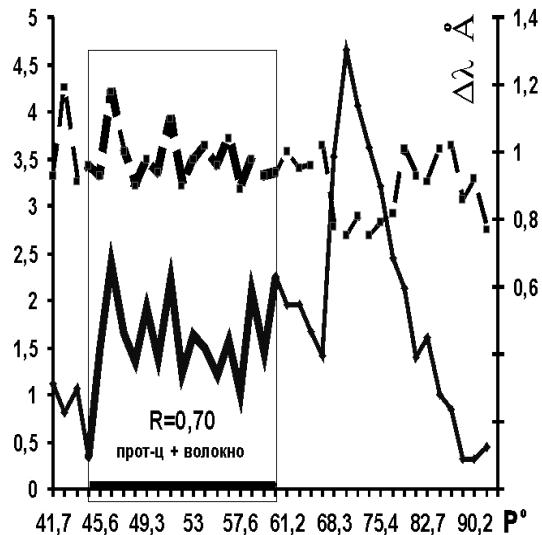


Рис. 2. 30.06.1970

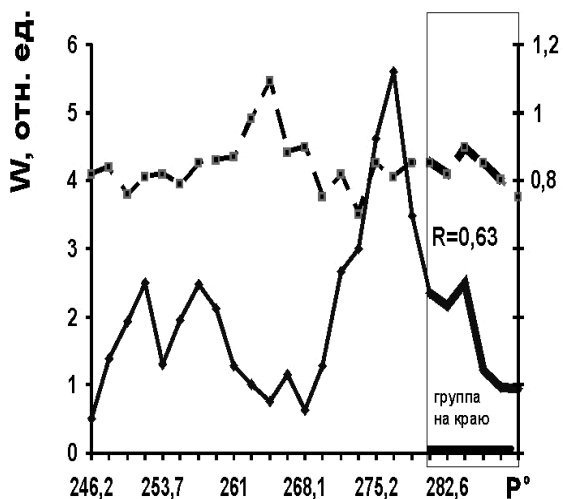


Рис. 3. 9.09.1970

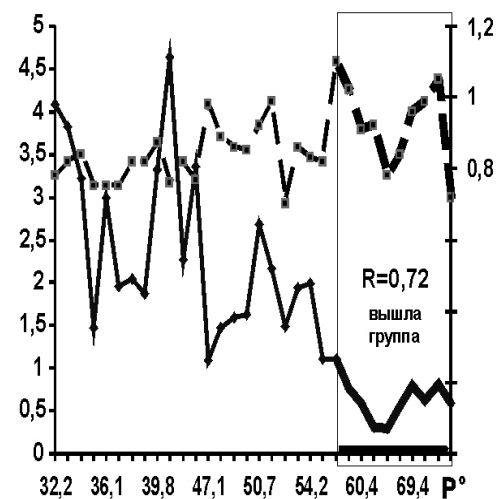


Рис. 4. 5.07.1970

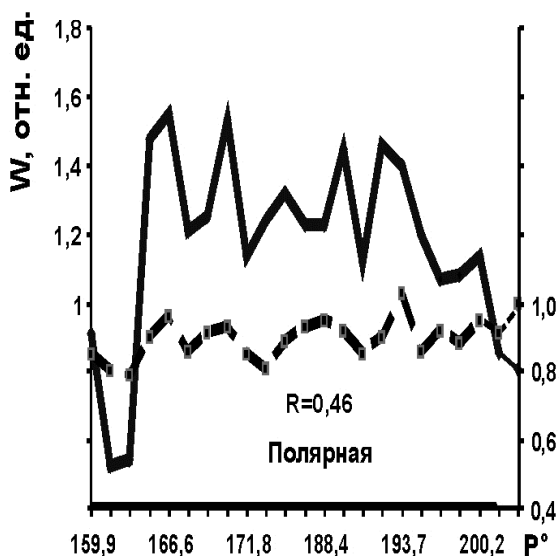


Рис. 5. 20.09.1970

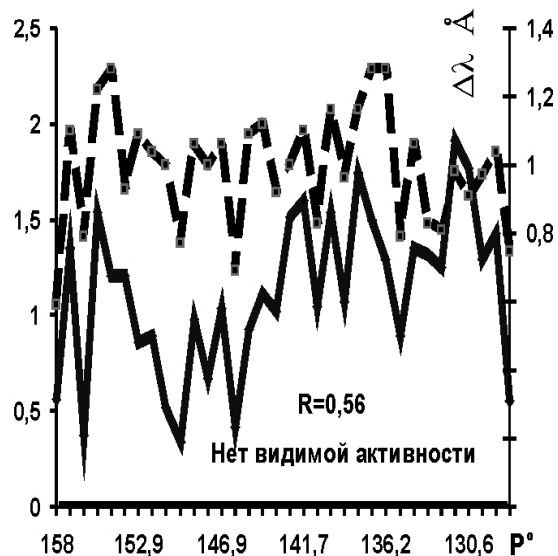


Рис. 6. 01.09.1972

прямой взаимосвязи ($\Delta\lambda-W$). Таким образом, как нам представляется, выявленные факты можно считать аргументами в пользу подхода при объяснении прямой и обратной взаимосвязи ($\Delta\lambda-W$), изложенного в [7]. Т.е. обратную взаимосвязь ($\Delta\lambda-W$) следует ожидать при наблюдении относительно холодных районов с открытой топологией МП, обеспечивающего однородность по лучу зрения (фактор неоднородности ~ 1), прямую – при наблюдении закрытых структур сильного МП (фактор неоднородности $\gg 1$).

Вывод: вид взаимосвязи ($\Delta\lambda-W$) отражает не свойство определённой линии, а состояние излучающей оптически прозрачной плазмы короны.

Но следует признать, что $\lambda 6374$ предпочитает структуры открытого униполярного МП, $\lambda 5303$ – структуры замкнутого сильного МП.

На рисунках 5,6 представлены случаи отсутствия видимой активности согласно публикуемым на то время данным по службе фотосферы и хромосферы Солнца. Отметим, что области без выраженной активности внизу сравнительно более обширные. Возможно, это области корональных дыр? Их границы? Поэтому представляет интерес в дальнейшем сопоставить имеющуюся в настоящее время информацию о местоположении этих образований с накопленным материалом наблюдений спектров короны на БВКСО.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта 14-02-01225 РФФИ.

Литература

1. Тягун Н.Ф., Степанов В.Е. 1975, Солнечные данные № 2, 56.
2. Tyagun N.F. 2004, IAU Symp. 223rd, 403.
3. Тягун Н.Ф. 1989, Атмосфера Солнца, межпланетная среда, атмосфера планет: сб. науч. работ. М.: ИЗМИРАН, 176.
4. Singh J. *et al.* 2006, Sol.Ph. 236, 245.
5. Raju K.P., Sakurai T., Ishimoto K. *et al.* 2000, Ap.J. V. 543, 1044.
6. Тягун Н.Ф. 1998, Изв. А.Н., серия физич., 1998. т.62, No 6, 1244.
7. Tyagun N. 1994, In IAU Colloquium 144. Solar Coronal structures (eds. V. Rusin, P. Heinsel and J.C. Vial), 421.
8. Тягун Н.Ф. 2008, Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. СПб, 365.
9. Doschek G.A. *et al.* 2007, Ap.J. V. 667, L109-L112.
10. Doschek G.A. *et al.* 2008, Ap.J. V. 686, 1362.
11. Doschek G.A. 2012, Ap.J. V.754, 153.
12. Тягун Н.Ф. 2013, Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца. СПб, 265.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПЕРИОД ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ В СЕНТЯБРЕ 2005 г.

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

¹*Санкт-Петербургский филиал Федерального государственного бюджетного учреждения науки Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В.Пушкова Российской академии наук.*

e-mail: mtyasto@mail.ru; office@izmiran.spb.ru

²*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск*

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITIES DURING THE GEOMAGNETIC STORM OF SEPTEMBER 2005

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

¹*St. Petersburg Filial of IZMIRAN*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics SO RAN*

Theoretical vertical geomagnetic cosmic ray (CR) cutoff rigidities were calculated by the CR particle trajectory tracing method in the magnetic field of the Tsyganenko's disturbed magnetosphere model Ts01. By using the spectrographic global survey method, experimental cutoff rigidities were determined on the basis of the data of the worldwide neutron monitor network. The theoretical and experimental cutoff rigidity changes that occurred during the geomagnetic storm of 7–15 September 2005 were compared. This geomagnetic storm period was characterized by two strong solar wind disturbances when the solar wind velocity reached ~1000 km/s. A joint analysis of the theoretical and experimental cutoff rigidity time variations was carried out.

Введение

Вариации потоков КЛ в магнитосфере во время магнитосферных возмущений обусловлены в основном изменениями жесткости геомагнитного обрезания (ЖГО) КЛ и их асимптотических направлений прихода в заданную точку магнитосферы [1–2].

Целью данной работы является исследование геомагнитных порогов в период сильного возмущения в межпланетной среде и магнитосфере 7–15 сентября 2005 г. Во время исследуемого периода наблюдались два высокоскоростных потока 11 и 12 сентября (скорость солнечного ветра превысила 1000 км/с), вслед за которыми 15 сентября пришел высокоскоростной поток со скоростью более 800 км/с. Dst-вариация в эти периоды достигла минимумов: 11.09 Dst = –139 нТл, 12.09 –89 нТл и 15.09 –80 нТл. Плотность потока солнечного ветра максимальной была 9 сентября ($26,4 \text{ см}^{-3}$), затем упала и имела еще несколько небольших всплесков 10 и 11 сентября (10 и 8 см^{-3} соответственно).

Методы, результаты и обсуждение

Мы рассчитали теоретические жесткости геомагнитного обрезания космических лучей в магнитном поле эмпирической модели магнитосферы Ts01 [3–4] для станций ESOI, Алматы, Москва, Хобарт, пороговые жесткости которых в спокойное время охватывают область от ~10 до 1,6 ГВ [5–6] и сравнили их с экспериментальными ЖГО, полученными методом спектрографической спектральной съемки (СГС) [7]. Все изменения жесткостей получены относительно 6 сентября.

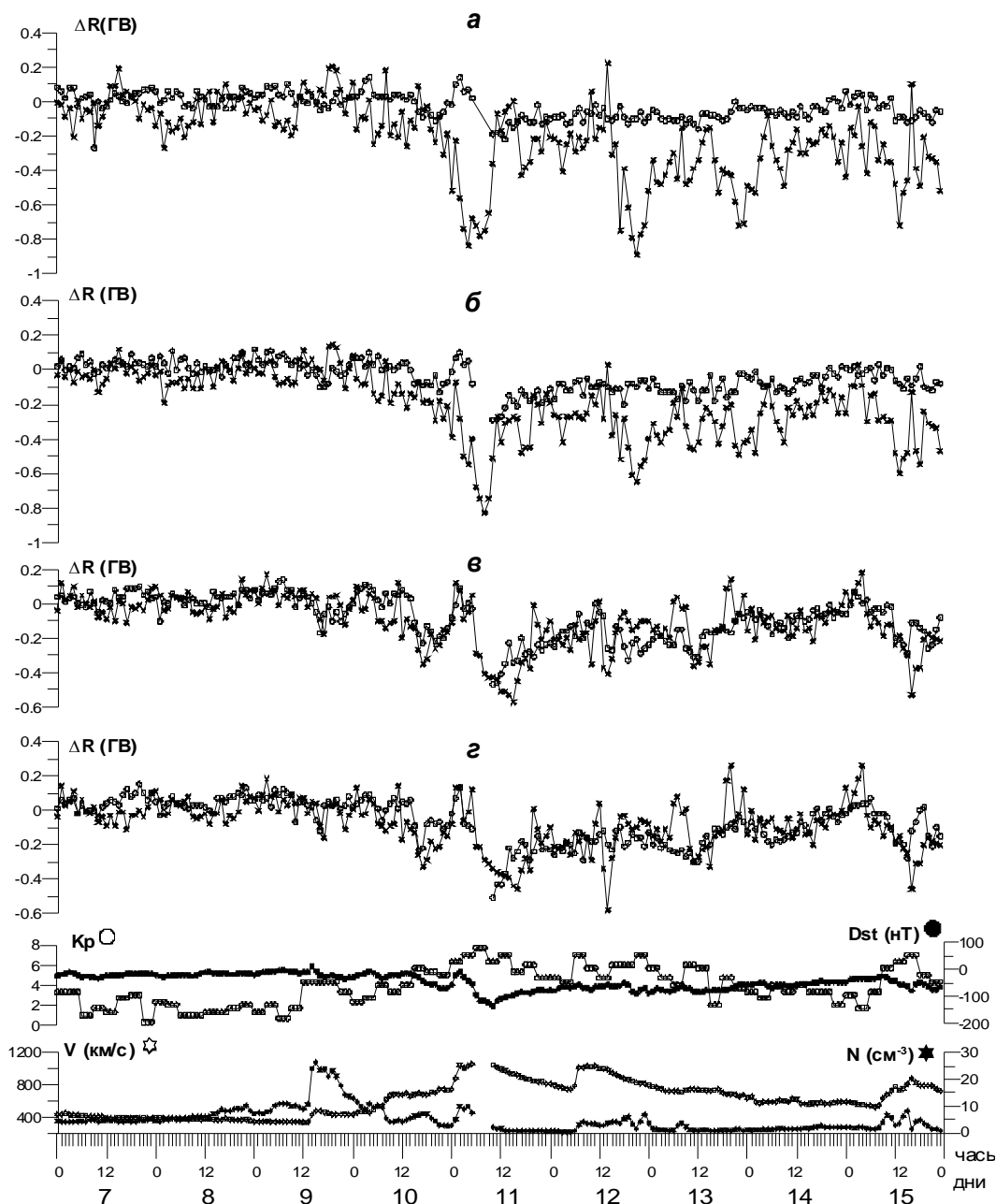


Рис. 1. Жесткости обрезания космических лучей в период бури 7–15.09.2005 ($\Delta R_{\text{эф}}$ – кружки, $\Delta R_{\text{СГС}}$ – крестики, а – ESOI, б – Алматы, в – Москва, г – Хобарт).

На рис. 1 приведены теоретические жесткости геомагнитного обреза (ΔR_{эф} – кружки) и экспериментальные (ΔR_{СГС} – крестики) в период 7–15 сентября 2005 г. Внизу на рис. 1 приведены вариации Dst- и Кр-индексов геомагнитного поля, плотность N_{sw} и скорость V_{sw} солнечного ветра. Расчеты вариаций геомагнитных порогов проведены по отношению к среднесуточным жесткостям, рассчитанным на 6 сентября (ESOI – 10.11, Алматы – 6.1, Москва – 2,02. и Хобарт – 1.65 ГВ).

На рис. 1 видно, что наблюдаются сильные расхождения между ΔR_{эф} и ΔR_{СГС} на низкоширотных станциях ESOI и Алматы за счет снижения экспериментальных геомагнитных порогов 10–12 сентября и небольших изменений в ΔR_{эф} на этих станциях. Рассмотрим снижение экспериментальных порогов 11.09.2005 г. в 10 UT, когда наблюдалась геомагнитная буря (Dst~ –139). На ст. ESOI в 2-9 UT экспериментальные ΔR_{СГС} снизились больше, чем на 0,5 ГВ с максимумом 0,84 ГВ в 04 UT; на ст. Алматы снижение порогов на 0,5 ГВ и более наблюдается в 04-11 UT с максимумом 0,83 ГВ в 09 UT. Максимальные снижения на ст. Москва и Хобарт составляют соответственно 0,57 ГВ в 16 UT и 0,46 ГВ в 17 UT, отличаясь от ΔR_{эф} на ~0,1 – 0,2 ГВ.

На рис. 2 и 3 представлены диаграммы корреляционных соотношений изменений ЖГО ΔR_{эф} и ΔR_{СГС} с Dst-вариацией, межпланетными параметрами и между собой. Прежде всего, следует отметить, что корреляция между ΔR_{эф} и ΔR_{СГС} составляет ~0,4 на ст. ESOI и (~0,6–0,75) для остальных станций. Кроме того, наблюдается хорошая корреляция ΔR_{эф} с Dst-вариацией (0,9–0,8) и со скоростью солнечного ветра V_{sw} (0,7–0,6). Коэффициенты корреляции ΔR_{эф} с V_z и плотностью солнечного ветра N не превышают 0,4 и с компонентой B_y – ~0,2.

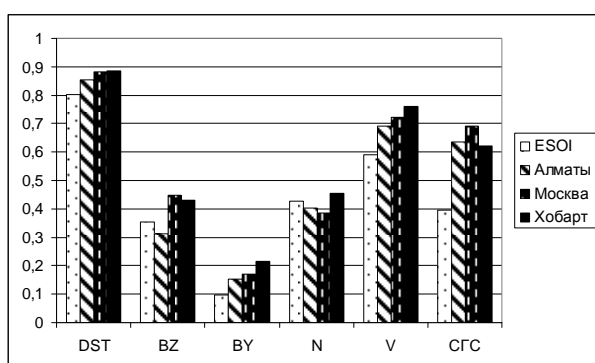


Рис. 2. Корреляции ΔR_{эф} с ΔR_{СГС}, Dst и параметрами солнечного ветра

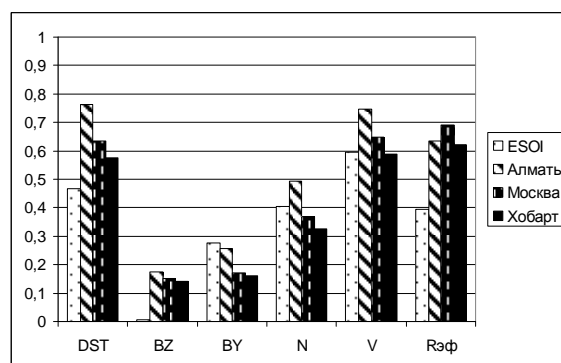


Рис. 3. Корреляции ΔR_{СГС} с ΔR_{эф}, Dst и параметрами солнечного ветра.

Из рис. 3 видно, что коэффициенты корреляции ΔR_{СГС} с Dst-вариацией остались примерно на том же уровне (0,8–0,6), за исключением низкоширотной ст. ESOI, где коэффициент не дотягивает до 0,5. Корреляции

$\Delta R_{\text{СГС}}$ с B_z и B_y также низки, как для $\Delta R_{\text{эф}}$ с этими параметрами. Связь $\Delta R_{\text{СГС}}$ с N и V такого же порядка, что и для $\Delta R_{\text{эф}}$ с теми же параметрами.

Выводы

Изменения теоретических геомагнитных порогов $\Delta R_{\text{эф}}$ хорошо коррелируют с Dst вариацией на всех рассмотренных станциях (0,8–0,9), в то время как корреляция экспериментальных геомагнитных порогов с Dst -вариацией несколько ниже. Корреляционная связь между V_{sw} и $\Delta R_{\text{эф}}$ довольно высокая (~0,6–0,8), в то же время связь между V_{sw} и $\Delta R_{\text{СГС}}$ значительно ниже (0,4–0,5).

В период данного возмущения геомагнитного поля и магнитосферы наблюдается «обратная» зависимость изменений жесткости геомагнитного обрезания космических лучей от широты, а именно, на низкоширотных станциях (ESOI и Алматы) наблюдается более сильное снижение экспериментальных геомагнитных порогов, чем на среднеширотных (Москва и Хобарт). Аналогичный эффект более сильного снижения экспериментальных $\Delta R_{\text{СГС}}$ на низких широтах был обнаружен при исследовании вариаций геомагнитных порогов в период бури 9 ноября 2004 г. Такая «обратная» зависимость в периоды сложных возмущений требует дальнейших исследований.

Литература

1. *Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.*, 2011, // Изв. РАН, сер. физ., Т. 75, № 6, 875–877.
2. *Дорман Л.И. и др.* Эффективные жесткости обрезания космических лучей. М.: Наука, 1972. – 400 с.
3. *Tsyganenko N.A.*, 2002, // J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220
4. *Tsyganenko N.A.*, 2002, // J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1179, doi:10.1029/2001JA000219
5. *M.I. Tyasto, O.A. Danilova, N.G. Ptitsyna, V.E. Sdobnov*, 2013, // Journal of Advances in Space Research, V. 51, № 7, pp.1230–1237. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.025>
6. *M.I. Tyasto, O.A. Danilova, N.G. Ptitsyna, V.E. Sdobnov*. Variations in cosmic ray cutoff rigidities during the great geomagnetic storm of November 2004. // J. of Adv. in Space Res, (2013), V. 5, № 7, pp. 1230–1237. <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.025>
7. *Dvornikov V.M. and Sdobnov V.E.*, 2002, //Int. J. Geomagn. Aeron., V. 3, No 3, 217–228.

ПЕРСИСТЕНТНЫЕ ЛАНДШАФТЫ ГАУССОВСКИХ ПОЛЕЙ

Уртьев Ф.А., Макаренко Н.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

PERSISTENCE LANDSCAPE OF GAUSSIAN FIELDS

Urtiev F.A., Makarenko N.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

In this paper topological descriptors of the Gaussian 2D random fields are discussed. Such fields work usually as an alternative models for the real random fields. Numerical field's models with different correlation properties were obtained in the Matlab environment based on the Fourier transform. Distributions for the first Betti numbers during the superlevel set filtration were calculated. These numbers are connected with the distribution of the Morse critical points of field. We compare these estimators with homologies of HMI magnetograms for background field.

Пусть $\xi(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in R^2$ случайное скалярное поле, определенное как вещественнозначная случайная функция двух переменных. Если поле достаточно регулярно [1], то множество его выбросов $A_u(x) = \{\mathbf{x} | \xi(\mathbf{x}) > u\}$ принадлежит кольцу выпуклости $A \in R^2$ [2]. На бинарном изображении такое кольцо образуют, например, кластеры из белых или черных пикселей, маркирующие множество выбросов. Определим валюацию [3] $\mu: A \rightarrow R$, как аддитивную, G_{R^2} -инвариантную функцию, такую что для любых $A_1, A_2 \in A$ и $g \in G_{R^2}$:

$$\mu(A_1) + \mu(A_2) = \mu(A_1 \cup A_2) + \mu(A_1 \cap A_2) \text{ и } \mu(gA) = \mu(A) \quad (1)$$

Валюациями являются евклидовы площади μ_0 и периметры μ_1 кластеров. Их можно выразить через индикаторную функцию множества $\chi(A)$: для $\mathbf{x} \in A$ положим $\chi(\mathbf{x}) = 1$, и $\chi(\mathbf{x}) = 0$, в противном случае. Тогда:

$$\mu_0(A) = \int_{R^2} \chi(\mathbf{x}) d\mathbf{x}; \mu_1(A) = \int_{R^2} |\nabla \chi|(\mathbf{x}) d\mathbf{x} \quad (2)$$

Функция $\chi(A)$ удовлетворяет (1). Дополнительные условия $\chi(A) = 1$ если $A \cap O \neq \emptyset$ и $\chi(A) = 0$ для $A = \emptyset$, превращает ее в *характеристику Эйлера* $\mu_2 \equiv \chi$ множества A [2]. Три валюации площадь μ_0 , периметр μ_1 и характеристику Эйлера μ_2 , дополненные условием непрерывности, называются *функционалами Минковского* [1–3]. Они лежат в основе математической морфологии [2] и в силу теоремы Хадвигера [3] образуют базис для любых G_{R^2} – инвариантных непрерывных валюаций на кольце $A \in R^2$. Основной из них, характеристику Эйлера, мы использовали ранее [4] для

описания паттернов фотосферных магнитных полей по магнитограммам Активных Областей (АО). Напомним, что функционал $\mu_2 \equiv \chi(A_u)$ измеряет альтернированную сумму числа особых точек поля на множестве выбросов A_u как сумму числа экстремумов за вычетом числа седел [4]. Необходимость выбора релевантного уровня, чувствительного к динамике АО и отсутствие информации о величинах отдельных слагаемых в μ_2 ограничивает возможности топологической диагностики. В этой работе мы обсуждаем подход, свободный от этих недостатков. Мы иллюстрируем его возможности на примерах модельных гауссовских полей и НМІ-магнитограммах фона.

Фильтрация уровней, гомологии и диаграммы персистентности

Рассмотрим, как и выше, выбросы поля вверх $A_u(x) = \{\mathbf{x} | x(\mathbf{x}) > 0 [u, \Gamma]\}$. Очевидно, что $u \geq v \Rightarrow A_u \subseteq A_v$. Система вложенных множеств $\{A_i\}$ образует фильтрацию [5]. При переходе на более низкие уровни возникают и исчезают (сливаются) отдельные компоненты связности. Возникают и затягиваются дыры, образованные нестягиваемыми циклами. Время жизни каждой из этих структур определяется уровнем, на котором она рождается (b) и уровнем на котором она исчезает (d). Диаграмма персистентности изображает пары (b, d) как координаты на плоскости. Удобно использовать в качестве абсциссы «плотность» $(b + d)/2$ и «время жизни» $(d - b)$, по оси ординат. Эту диаграмму строят для числа компонент связности и числа дыр. Они измеряются числами Бетти β_0 и β_1 , которые являются рангами групп гомологий для симплициальных комплексов, построенных на элементах фильтрации [5]. Эйлерова характеристика связана с ними в 2D простым соотношением $\chi(A_u) = \beta_0 - \beta_1$. Алгоритм оценки чисел Бетти описан нами в [6]. Связность изменяется в Морсовских критических точках. Их плотность для случайного поля $\xi(\mathbf{x})$ определяется выражением [7]:

$$n_c(\mathbf{x}) = |\det H(\mathbf{x})| \delta^{(2)}(\nabla \xi(\mathbf{x})) \quad (3)$$

где $H(\mathbf{x})$ – матрица Гессе и $\delta^{(2)}$ – двухмерная функция Дирака. Число критических точек на каждом уровне получается интегрированием (3) с ядром, учитывающим морсовский индекс точки [8]. Для гауссовского поля таким способом можно получить кривые зависимости числа минимумов, максимумов (число β_0) и седел (число β_1) поля от уровня. На Рис. 1 приведены эти же кривые, полученные прямым вычислением с помощью алгоритма [6] для модели гауссовского поля полученного в среде Matlab. Характеристика Эйлера симметрична, как это и должно быть для Гауссовского поля.

Числа Бетти, в отличие от характеристики Эйлера, чувствительны к наклону Фурье-спектра гауссовского поля. Однако все полученные кривые зависят от использованной случайной выборки. Следовательно, нужны статистики для оценки полученных оценок. Диаграмма персистентности –

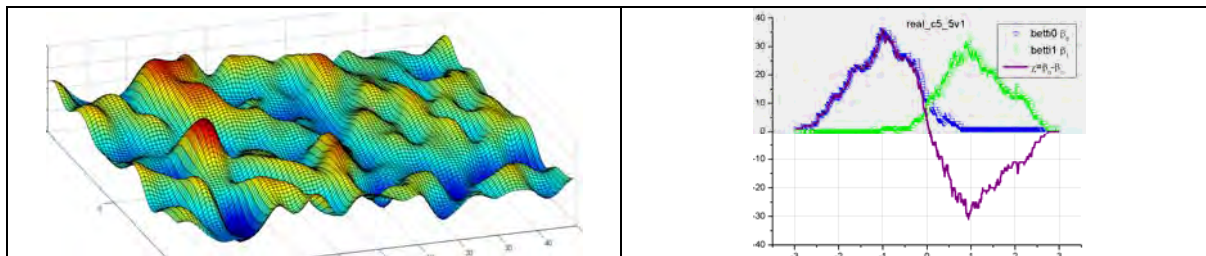


Рис. 1. 2D поверхность модели гауссовского поля (слева) и его числа Бетти (справа). Симметричная кривая – характеристика Эйлера.

это облако точек, которое не является ни пространством, ни многообразием. Усреднение диаграмм и их сравнение требует вычислительно сложных вероятностных метрик. Поэтому, в работе [8] был предложен способ построения кусочно-линейной функции, которая каждой точке диаграммы персистентности ставит в соответствие «треугольную» функцию $f_{(b,d)}$:

$$f_{(b,d)} = \begin{cases} 0 & \text{if } x \notin (b,d) \\ x-b & \text{if } x \in (b, (b+d)/2], \\ -x+d & \text{if } x \in ((b+d)/2, d) \end{cases} \quad (4)$$

Пусть $\lambda_k(x)$ – k -е максимальное значение $\{f_{(b_i,d_i)}(x)\}$, $i = \overline{1,n}$. Ее называют ландшафтом ранга k (Рис. 2).

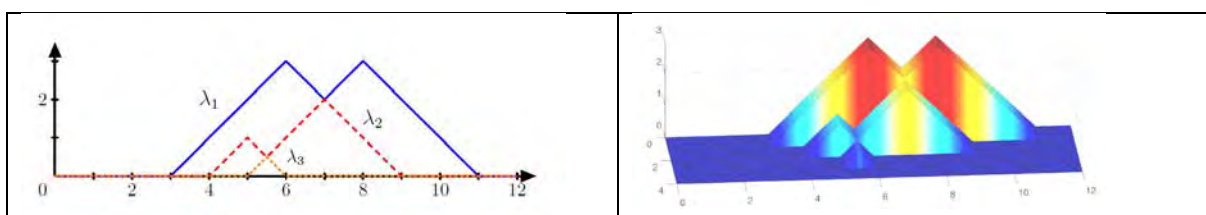


Рис. 2. Диаграмма персистентности из 4 точек (слева) и ее три ландшафта

В качестве иллюстрации, на Рис. 3 приведены ландшафты для компонент связности (β_0) и дыр (β_1) модели Гауссовского поля, показанного на Рис. 1.

Ландшафты образуют векторное пространство и допускают различные процедуры усреднения. Простейшим вариантом является статистика $\bar{\lambda}_k(x) = \sum_{i=1}^N \lambda_k^{(i)}(x)$. На Рис. 4 приведен пример такого усреднения для 3-х магнитограмм.

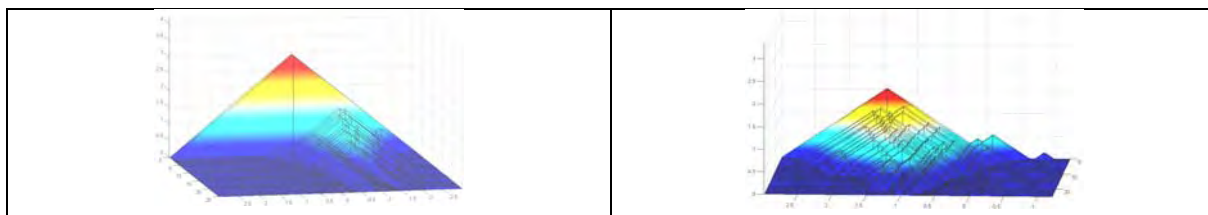


Рис. 3. Ландшафты модельного гауссовского поля (рис. 1) для β_0 (слева) и β_1 (справа).

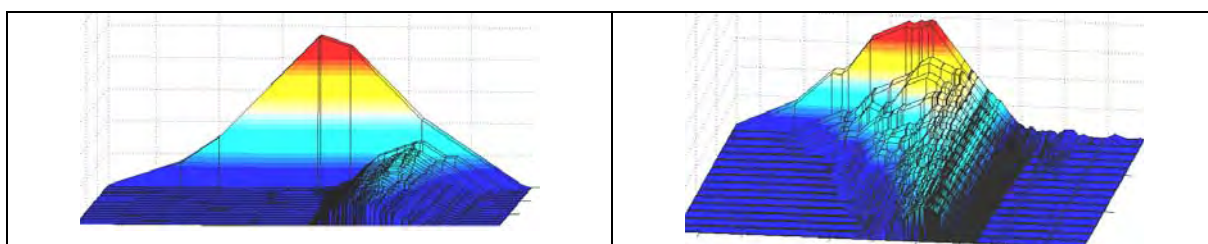


Рис. 4. Ландшафты НМИ-фонового поля, усредненные по трем магнитограммам.

Выводы

Мы обсуждаем топологические дескрипторы для описания динамики фотосферных магнитных полей. Их преимуществом является вычисление оценок *data immediate ab* и их прямая связь с числом критических точек поля. Для построения статистик предлагается использовать кусочно-линейные конструкции – ландшафты.

Литература

1. Adler R.J. The Geometry of Random Fields. John Wiley & Sons, 1981.
2. Serra J. Image analysis and mathematical morphology. Academ.Press, 1982. 1988.
3. Schneider R. Convex bodies: the Brunn-Minkowski theory. Cambridge University Press, 1993.
4. Князева И.С., Макаренко Н.Г. // Астрон. ж., 2014. Т.91. №3. с. 200–210.
5. Edelsbrunner H., Harer J. Computational Topology. An Introduction. Amer. Math. Soc., Rhode Island, 2010.
6. Макаренко Н.Г., Малкова Д.Б., и др. // Фундаментальная и Прикладная Математика, 2013. Т.18, №2, с.79–93.
7. Bardeen J.M., Bond J.R., et al. // Astrophys. J. 1986. V. 304, 15–61, 1986
8. Bubenik P. 2014, arXiv:1207.6437v3 [math.AT].
9. Pogosyan D., Pichon Ch., Gay Ch. // Phys. Rev. D, 2011. 84:083510

ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТРЕХМЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КВМ ТИПА ГАЛО И СВЯЗАННЫХ УДАРНЫХ ВОЛН ПО ДАННЫМ LASCO

Файнштейн В.Г., Егоров Я.И.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН (ИСЗФ СО РАН), г. Иркутск
E-mail: vfain@ iszf.irk.ru*

SPATIAL DISTRIBUTION OF THE 3D HCME AND ASSOCIATED SHOCK CHARACTERISTICS BY THE LASCO DATA

Fainshtein V.G., Egorov Y.I.

Institute of solar-terrestrial physics SB RAS (ISTP SB RAS), Irkutsk

We have detected the 3D kinematic and geometric characteristics of HCME bodies and shocks at different distances R from the solar center for several fast HCMEs and associated shock waves, using the Ice Cream Cone model (Xue et al., J.G.R., 2005, 110, 8103) by the LASCO data. It has been shown that the $V_B(R)$ HCME body and $V_{SH}(R)$ shock radial velocity distributions are different. We have found dependencies $\Delta R(R) = R_{SH}(R) - R_B(R)$ (where R_{sh} and R_b are a shock and CME body positions) and $\Delta V(R) = V_{SH}(R) - V_B(R)$. With increasing R , ΔR increases on average for the events considered. For all the events considered, the HCME body angular dimensions are lower than those of the shock. We have found dependencies for $\Delta R/r_B(R)$, where ΔR is the distance between the shock wave and CME body boundary along the mass ejection line; r_B , the radius of CME body boundary curvature. It has turned out that this parameter decreases, with increasing R . This dependence has been compared with $\Delta R/r_B(Ma(R))$, where Ma is the Alfvén Mach number. The dependence between $\Delta R/r_B(R)$ and Ma was obtained by Russell and Mulligan (2002) for the piston-like shock waves on the Earth's orbit. Having compared $\Delta R/r_B(R)$ obtained in two ways, we have suggested that the shocks associated with the CME body are piston, with the CME bodies as a piston, at least, at a distance $R > 10 R_0$ (R_0 is the solar radius).

1. Введение

Быстрые корональные выбросы массы часто связаны с ударными волнами [1]. В течение длительного времени при анализе кинематики КВМ по их наблюдениям в поле зрения коронографов LASCO не проводилось отдельно изучение движение тела КВМ и связанной ударной волны. Для выяснения кинематических характеристик выбросов массы обычно анализировалось движение самой быстрой особенности КВМ (см. каталоги http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/; http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html). В одних случаях это оказывалась ударная волна, в других случаях – тело КВМ. В то же время характер движения тела КВМ и связанной ударной волны могут существенно различаться с учетом неоднородности и движения окружающей КВМ среды и природы ударной волны (является ли она поршневой или взрывной). Кроме обычных кинематических характеристик (положение, скорость, ускорение) объектом исследования является рассто-

яние ΔR между ударной волной и телом КВМ на оси выброса массы («the shock standoff distance») и геометрия этих структур. Оказалось, что отношение ΔR к радиусу кривизны тела КВМ r_b (для околоземной головной ударной волны это радиус кривизны границы магнитосферы) связано со скачком плотности на фронте ударной волны и с альфвеновским числом Маха M_A (см. [2, 3] и цитируемую там литературу). В солнечной короне в поле зрения LASCO C2 и C3 для нахождения отношения $\Delta R/r_b$ в основном использовалось два подхода: непосредственные измерения этих параметров для лимбовых КВМ в поле зрения коронографа [4] и магнитогидродинамические 2.5D расчеты [3].

В настоящей работе для нескольких КВМ типа гало (ГКВМ) сопоставлена кинематика тела КВМ и связанных ударных волн, а также получены распределения $\Delta R/r_b(R)$ с использованием расчетов 3D параметров в рамках “Ice cream cone” модели [5]. Полученная таким образом зависимость $\Delta R/r_b(R)$ сопоставлена на разных расстояниях с зависимостью $\Delta R/r_b(M_A)$ из [2].

2. Данные и методы исследования

С использованием данных из каталога http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html для анализа были отобраны быстрые (линейная скорость ≥ 1400 км/с) ГКВМ с ударными волнами (УВ) с источниками выбросов массы на небольших удалениях от центра солнечного диска. УВ определялись как резкие границы диффузных областей вокруг тела КВМ, в отдельных участках которых были выделены резкие скачки яркости. Кинематические и геометрические 3D характеристики ГКВМ находились с использованием “Ice cream cone” модели [5]. В этой модели корональный выброс массы представляется в виде конуса с вершиной в центре Солнца, опирающегося на часть сферической поверхности радиусом, равным длине образующей конуса. Мы впервые использовали этот метод для нахождения 3D параметров отдельно для тела КВМ и связанной УВ. Метод позволяет определить направление движения выброса массы, положения границы тела КВМ R_b и УВ R_{sh} на их осях, скорости этих участков структур и их угловые размеры. Т.к., согласно расчетам, направления осей тела КВМ и УВ оказались близкими, то $\Delta R \approx R_{sh} - R_b$. В качестве радиуса кривизны тела КВМ использовалась длина образующей модельного конуса, если угловой размер тела 2α КВМ превышал 45° , и он принимался равным радиусу сечения основания конуса при $2\alpha < 45^\circ$.

Эффективным параметром, характеризующим связь ударной волны с телом КВМ и свойства УВ, является отношение $\Delta R/r_b$. Мы находили этот параметр на различных расстояниях R двумя способами: с использованием расчетов ΔR и r_b в рамках “Ice cream cone” модели [5] и с помощью соотношения, полученного в работе [2]:

$$\Delta R/r_B = 0.81[(\gamma - 1)M_A^2 + 2]/[(\gamma + 1)(M_A^2 - 1)],$$

где $M_A = (V_{SH} - V_{SW})/V_A$, V_{SH} – скорость ударной волны, которая находится из расчетов с применением “Ice cream cone” модели, V_{SW} – скорость солнечного ветра, по которому движется приосевая часть ГКВМ, V_A – альфвеновская скорость, γ – показатель адиабаты, который в данной работе

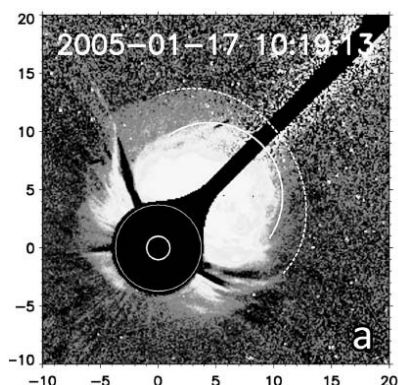


Рис. 1. Пример изображения ГКВМ с ударной волной в поле зрения LASCO C3. Более яркая часть – тело ГКВМ, граница диффузной области, окаймляющей его – ударная волна. Их участки выделены, соответственно, сплошной и пунктирной линией. По осям указаны расстояния от центра солнечного диска в радиусах Солнца.

полагался равным $4/3$. Если приосевая часть ГКВМ двигалась в быстром солнечном ветре, то считалось, что $V_{SW} = (600-800)$ км/с, если в медленном ветре, то $V_{SW}^2(R) = 1.75 \times 10^5(1 - \exp(-(R - 4.5)/15.2))$ [6]. При расчетах V_A полагалось, что при $R \geq 10R_0$ $B \approx B_R$ – радиальной компоненте магнитной индукции и в быстром ветре $B_R(R) = 3 \cdot 10^{-5} (215.5R_0/R)^2$ Гс, $n_p = 3 (215.5R_0/R)^2$ см⁻³, в медленном ветре $B_R(R) = (5-8) \cdot 10^{-5} (215.5R_0/R)^2$ Гс, $n_p = (13-18)(215.5R_0/R)^2$ см⁻³.

3. Результаты

Направления всех рассмотренных ГКВМ оказались близкими (в пределах 30°) к оси Солнце-Земля. Это отражает близость источников этих выбросов массы к центру солнечного диска. Здесь в качестве меры положения источника ГКВМ к центру диска мы рассматривали положение связанной вспышки. Близкими друг к другу оказались направления движения тела КВМ и связанной УВ. Тем не менее, в одной группе анализировавшихся событий разница направлений движения этих двух структур оказались в пределах $1-5$ градусов (Группа 1), в другой (Группа 2) разница может достигать $6-16$ градусов. Оказалось также, что для всех событий угловой размер тела КВМ больше углового размера УВ в $1.2-1.9$ раз.

Во всех случаях ударная волна располагается дальше границы тела КВМ и характер изменения положения тела КВМ и УВ со временем различается, Рис. 2а. Оказалось, что для данной группы КВМ в среднем скорость как тела ГКВМ, так и связанной УВ уменьшаются со временем, но скорость тела КВМ уменьшается быстрее скорости УВ (Рис. 2б). Заметим, что пока неясно, является ли такая особенность поведения скорости тела КВМ и УВ типичной для всех быстрых выбросов массы, или это особенность данной группы выбросов массы. Предварительный анализ новой

группы ГКВМ показал, что, по крайней мере, в поле зрения LASCO C3, существует немало событий, для которых скорость тела КВМ уменьшается медленнее, чем скорость УВ.

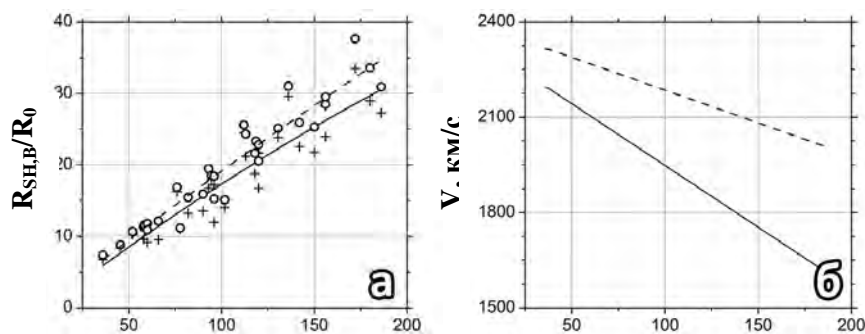


Рис. 2. Круги – положение УВ (R_{SH}), кресты – положения тела КВМ (R_B) в радиусах Солнца. По горизонтальной оси – время, отсчитываемое от начала связанной вспышки, в минутах.

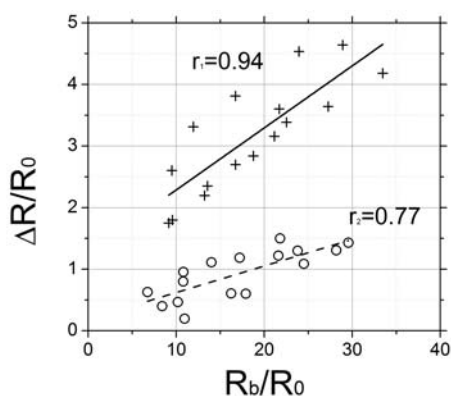


Рис. 3. Изменение с расстоянием разности между положениями УВ и границы тела КВМ (в радиусах Солнца). Видно, что вследствие большей скорости УВ по сравнению со скоростью тела КВМ, эта разность возрастает при удалении КВМ от поверхности Солнца. Это согласуется с результатами 2.5D МГД моделирования движения КВМ с УВ [3]. Но характер зависимости ΔR от R_B различается для Группы 1 (вверху) и Группы 2 (внизу).

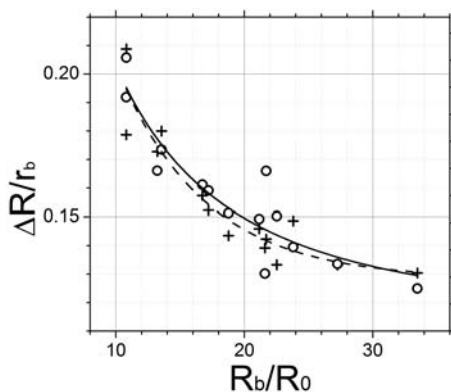


Рис. 4. Сравнение радиальной зависимости параметра $\Delta R/r_b$, полученной двумя способами: с использованием “Ice cream cone” модели [5] (круги) и формулы из работы [2] (см. раздел 2), кресты. Сплошная линия – линия регрессии в первом случае, пунктирная линия – во втором. Видно, что, в среднем, между зависимостями $\Delta R/r_b(R_B)$, полученными двумя способами, существует очень хорошее соответствие. Т.к. соотношение между $\Delta R/r_b$ и M_A , приведенное в [2], хорошо «работает» для поршневых УВ (например, для головной околоземной УВ), мы можем сделать вывод, что УВ, связанные с КВМ и наблюдаемые в поле зрения LASCO C3, являются поршневыми с телом КВМ в виде поршня.

Литература

1. Vourlidas A., Bemporad A. AIP Conf. Proc. v. 1436, p. 279, 2012.
2. Russell C.T., Mulligan T. Planet. Space Sci., v. 50, p. 527, 2002.
3. Savani N.P., Shiota D., Kusano K., Vourlidas A., and Lugaz N. Ap.J., 759, 103 (11 pp.), 2012.
4. Gopalswamy N., Yashiro S. Ap. J. Letters, v.736, p. L17, 2011.
5. Xue X.H., Wang C.B., Dou X.K. J.G.R., v. 110, A08103, 2005.
6. Sheeley N.R., Jr., Wang Y.-M., Hawley S.H. et al. Ap. J., v. 484, p. 472, 1997.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИРОСИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹ФГБНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород

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

EFFECT OF SAUSAGE OSCILLATIONS OF A FLARE LOOP ON CHARACTERISTICS OF ITS GYROSYNCHROTRON EMISSION

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

²Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, St. Petersburg

It is well known that microwave gyrosynchrotron emission can be modulated by oscillating magnetic field of sausage mode waves propagating or standing in flaring loops. In this article, a new effect important for the modulation of gyrosynchrotron emission is proposed. The effect is associated with the modulation of nonthermal electrons number density produced by sausage mode oscillations in a flaring loop.

При анализе влияния быстрых магнито-звуковых (БМЗ) волн на характеристики радиоизлучения вспышечных петель обычно ограничиваются рассмотрением модуляции эффективности гиросинхротронного (ГС) излучения нетепловых электронов, возникающей из-за колебаний магнитного поля в петле по величине и направлению [1–4]. В петлях с плотной плазмой учитывают влияние колебаний плотности плазмы, обусловленное эффектом Разина [3–5].

Целью настоящей работы являлся учет нового эффекта, связанного с модуляцией БМЗ волнами концентрации нетепловых электронов в каждой точке магнитной ловушки. Модуляция обусловлена перераспределением вдоль петли захваченных в ловушку энергичных электронов, вызванным изменением положения точек отражения этих электронов из-за локального увеличения/уменьшения магнитного поля. Анализ влияния этого эффекта на характеристики ГС радиоизлучения проводится в достаточно общем виде, на основе решения нестационарного кинетического уравнения Фоккера-Планка [6] с переменной во времени функцией источника $F(t, s, \mu, E)$ и неоднородным вдоль петли и переменным во времени магнитным полем $B(s, t)$. При решении кинетического уравнения мы учитываем: а) потери энергии электронами и их рассеяние по питч-углам при кулоновских столкновениях с частицами фоновой плазмы; б) отражение электронов от магнитных пробок; в) бетатронное ускорение/замедление, вызванное попеременным сжатием/растяжением магнитного поля при радиальных БМЗ колебаниях [7]. Численное решение нестационарного уравнения Фоккера-Планка в координатах положения электронов вдоль петли s , энергии E ,

косинуса питч-угла $\mu = \cos \alpha$ и времени t проводится на основе апробированной конечно-разностной схемы с расщеплением по физическим факторам [7, 8]. Характеристики гиротронного излучения энергичных электронов вычисляются по найденной функции распределения электронов $f(t, s, \mu, E)$ на основе общих выражений для коэффициентов излучения и поглощения [9].

Рассмотрим симметричную вспишечную петлю в виде магнитной ловушки, концы которой отстоят от вершины на расстоянии $l = 2.95 \times 10^9$ см, а магнитное поле увеличивается от вершины к основаниям по закону $B(s) = B_0 + (B_1 - B_0) \sin^2(\pi s / 2l)$. На это стационарное поле наложено слабое переменное поле в форме стоячей волны сжатия, аналогичной радиальной (“sausage”) моде быстрой магнито-звуковой волны:

$$B(t, s) = \hat{A}_0 + (B_1 - B_0) \cdot \sin^2\left(\frac{\pi \cdot s}{2l}\right) + \Delta_{B_k} \sin\left(\frac{2\pi}{T_{B_k}} t\right) \cdot \sin\left(\frac{k\pi}{2}(1 - s/l)\right),$$

где B_0, B_1 , соответственно, минимальное значение стационарного поля в вершине петли $s = 0$ и максимальное в неподвижных основаниях $s = \pm l$, параметр k есть номер гармоники стоячей волны, а Δ_{B_k} ее амплитуда и T_{B_k} период. В данной статье мы ограничились рассмотрением основного тона волны ($k = 1$) с периодом $T_{\hat{A}} = 25$ с и амплитудой $\Delta_{B_1} = 0,1(B_1 - B_0)$.

Инжекция энергичных электронов полагается изотропной, симметричной в вершине, со степенным энергетическим спектром и задается функцией $F(t, s, \mu, E) = F_0 \cdot (E / E_{\min})^{-\delta} \cdot \exp(-(s - s_0)^2 / s_1^2) \cdot \exp(-(t - t_0)^2 / t_1^2)$. Здесь $\delta = 3.6$ – показатель спектра энергичных электронов в диапазоне от $E_{\min} = 30$ кэВ до $E_{\max} = 10$ МэВ. Импульс инжекции по времени и по длине петли задается гауссовой функцией с центром $s_0 = 0$, $t_0 = t_k / 4 = 25$ с и с шириной $s_1 = 3 \cdot 10^8$ см и $t_1 = 14$ с. Фоновая плазма предполагается однородной вдоль петли с плотностью $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$. Для сравнения рассматривается также бесстолкновительный случай, $n_0 = 0 \text{ м}^{-3}$, в котором энергичные электроны не взаимодействуют с плазмой.

На рис. 1 и 2 приведены результаты расчетов модуляции концентрации электронов и интенсивности ГС излучения БМЗ колебаниями. На левых панелях рис. 1 показано как колебания напряженности магнитного поля влияют на интенсивность ГС излучения в разных точках петли в случае, если не учитывается их влияние на концентрацию энергичных электронов. Видно, что вблизи оснований петли ($s = 2.5 \times 10^9$ см), где амплитуда колебаний поля мала, изменения интенсивности ГС излучения также практически незаметны. На правых панелях показано, что учет эффекта изменения питч-угла электронов из-за сохранения первого адиабатического инварианта и бетатронного ускорения при локальном изменении напряженности магнитного поля приводит к тому, что изменения интенсивности ГС излу-

чения вблизи оснований оказываются значительными. Происходит это из-за существенной модуляции концентрации энергичных электронов вблизи оснований петли. Заметно увеличивается также и амплитуда колебаний ГС излучения вблизи вершины петли (примерно в 2 раза), причем колебания происходят в фазе с вариациями магнитного поля.

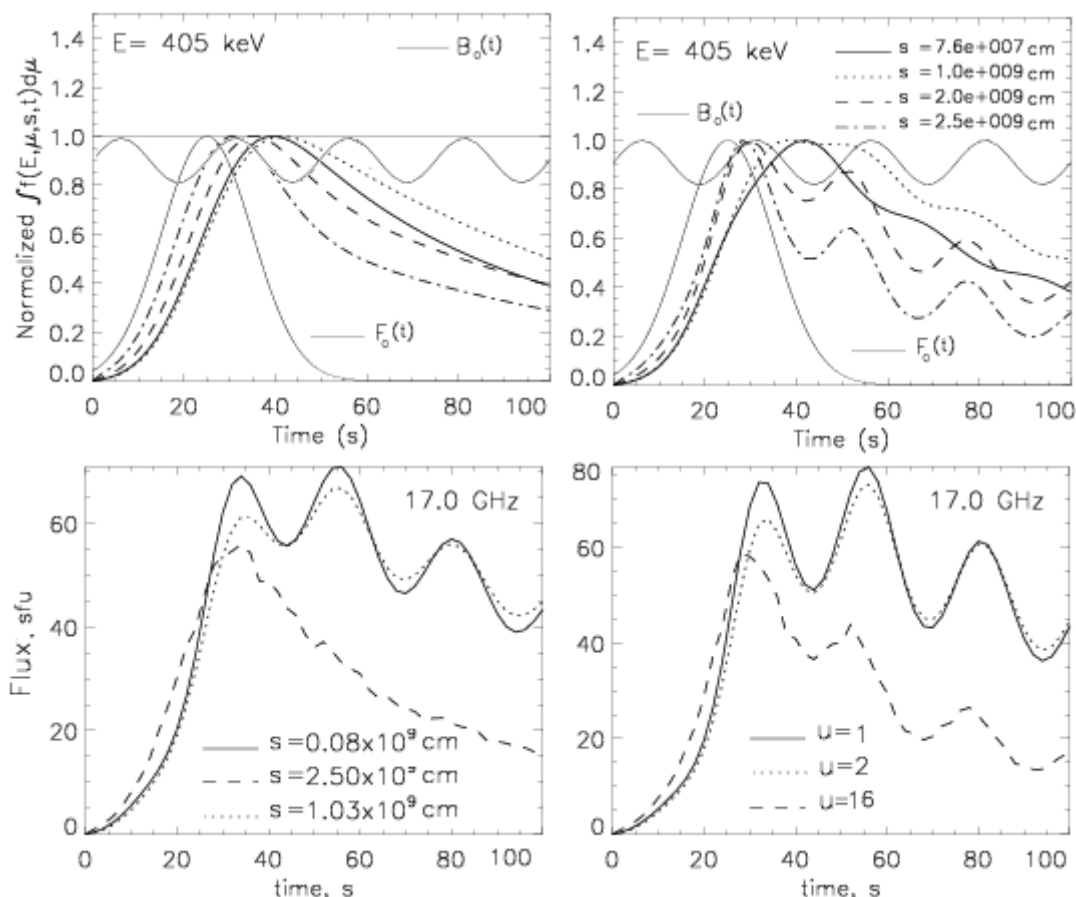


Рис. 1. На верхних панелях показаны нормированные на единицу вариации магнитного поля в вершине петли (тонкая сплошная линия) и временные профили концентрации энергичных электронов в разных участках петли, рассчитанные для плотности фоновой плазмы $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ м}^{-3}$. Нижних панелях приведены соответствующие временные профили интенсивности ГС-излучения с масштабными коэффициентами $u(s)$ для различных точек петли. На левых панелях показано влияние переменного магнитного поля на интенсивность ГС-излучения без учета, а на правых панелях с учетом модуляции концентрации энергичных электронов переменным магнитным полем.

Для иллюстрации роли бетатронного ускорения на рис. 2 показаны результаты расчетов без учета (левые панели) и с учетом бетатронного ускорения (правые панели), проведенные в бесстолкновительном приближении $n_0 = 0 \text{ см}^{-3}$. Видно, что учет бетатронного ускорения приводит к заметному (в 1.5–2 раза) усилению амплитуды колебаний концентрации электронов и интенсивности ГС излучения в вершине петли (ср. левые и правые панели на рис. 2). Вблизи оснований амплитуда осцилляций, наоборот, несколько уменьшается.

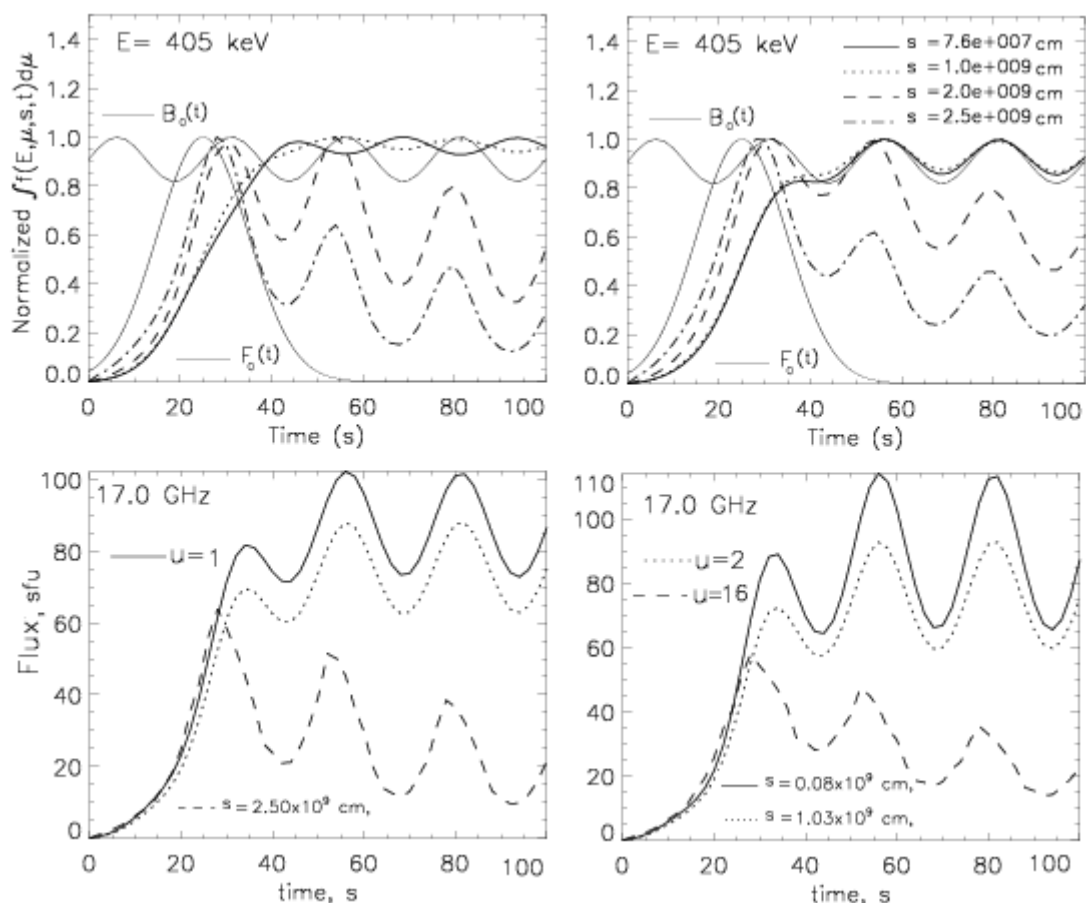


Рис. 2. Временные профили концентрации энергичных электронов (верхние панели) и интенсивности ГС излучения (нижние панели) в различных точках петли, рассчитанные в бесстолкновительном приближении $n_0 = 0.0\tilde{n}^{-3}$ без учета (левые панели) и с учетом бетатронного ускорения (правые панели).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00924, № 13-02-00586, программы ПРАН № 22.

Литература

1. Melnikov V.F., Reznikova V.E., Shibasaki K., Nakariakov V.M. *Astron. Astrophys.* 2005, V. 439, No.2, pp. 727–736.
2. Копылова Ю.Г., Мельников А.В., Степанов А.В., Цан Ю.Т., Гольдварг Т.Б. *Письма в АЖ*, 2007, Т. 33, No.10, с. 792–800.
3. Резникова В.Э., Мельников В.Ф., Су И.Н., Хуанг Г.Л. *АЖ*, 2007, Т. 84, С. 655–664.
4. Reznikova, V.E.; Antolin, P.; Van Doorselaere, T. *Astrophys.J.*, 2014, V. 785, 11 pp.
5. Nakariakov V.M., Melnikov V.F. *Astron. & Astrophys.* 2006, V. 446, pp. 1151–1156.
6. Hamilton R.J., Lu E.T. and Petrosian V. *Astrophys.J.*, 1990, v. 354, P. 726–734.
7. Filatov L.V., Melnikov V.F., Gorbikov S.P. *Ge&Ae*, 2013, V.53, № 8, P.1007–1012.
8. Reznikova V.E., Melnikov V.F., Shibasaki K., et. al. *Astrophys.J.* 2009, v. 697, P. 735–746.
9. Fleishman G.D., Melnikov V.F. *Astrophys.J.* 2003, V. 587. № 2. P. 823–835.

КРЫМСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 2004–2013 ГГ.

Ханейчук В.И., Котов В.А., Цап Ю.Т.

НИИ “Крымская астрофизическая обсерватория”, 298409 Крым, п. Научный

CRIMEAN MEASUREMENTS OF THE MEAN MAGNETIC FIELD OF THE SUN IN 2004–2013

Haneychuk V.I., Kotov V.A., Tsap Yu.T.

SRI “Crimean astrophysical observatory”, Nauchny, Crimea, Russia 298409

The mean magnetic field (MMF) of the photosphere of the Sun-as-a-star is being measured in the CrAO since 1968. The new measurements performed at the Solar Tower Telescope STT-1 in 2004-2013 using the spectral absorption line Fe I $\lambda 5250$ Å are tabulated and analyzed (1173 daily values). The attention is paid to significant discrepancies between the MMF strengths obtained in the CrAO and Stanford. This systematic difference can be explained by different positions and sizes of the output slits of the photometers on two instruments. The discrepancies between the MMF strengths obtained at the CrAO using the two lines, Fe I $\lambda 5250$ Å and Fe I $\lambda 5247$ Å (with Lande factors 3 and 2) is also pointed out. Although the mean correlation coefficient is 0.94, the slope of linear regression (0.83 in average), depends on the Sun’s activity varying from 0.33 (in 2009) to 0.91 (in 2011). Such time variations of the slope can be partially explained by changes of areas of photospheric elements with strong, greater than 1 kGs, magnetic field elements.

Измерения магнитного поля всей видимой полусферы Солнца – общего магнитного поля (ОМП, с индукцией B) – были начаты в КрАО в 1968 г. и более или менее регулярно осуществлялись по 1976 г. [1, 2]. После 14-летнего перерыва они возобновлены в 1991 г. на телескопе БСТ-1, где для таких наблюдений применяется двойной солнечный магнитограф [3]. Измерения выполняются, как правило, раз в день в течение 3–4 ч. С 2001 г. они проводятся по двум линиям: сначала по линии Fe I $\lambda 5250$ Å, потом – Fe I $\lambda 5247$ Å (далее обозначаем 5250 и 5247) с факторами Ланде $g = 3$ и 2 соответственно. Нулевой инструментальный уровень определяется по сигналу в линии Fe I $\lambda 5124$ Å. Типичная ошибка отдельного суточного измерения общего магнитного поля (ОМП), после усреднения двух каналов, составляет ± 0.11 Гс для 5250 и ± 0.17 Гс для 5247.

Здесь анализируются крымские данные ОМП за десять лет с 2004 по 2013 гг., в сумме $N = 1173$ суточных значений магнитного поля B , полученных по линии 5250. Предыдущие данные КрАО, выполненные с 1968 по 2003 гг., опубликованы ранее в [2, 4–6]. Всего за 46 лет, с перерывами, в КрАО сделано 3434 измерений по линии 5250 (1968–2013 гг.; <http://solar.crao.crimea.ua/> и 1424 – по линии 5247 (2001–2013 гг.); в сумме, по обеим линиям, $N = 4858$ B -величин. Положительные значения B соот-

ветствуют N -полярности, а неопределённости всюду представляют стандартную ошибку $\pm 1\sigma$ для последних цифр и приводятся в скобках.

Одновременные измерения ОМП в линиях 5250 и 5247 сделаны в 2001–2013 гг. в течение 1424 дней. Уравнение для этих суточных значений имеет вид: $B_{5250} = +0.045(5) + 0.831(9) \times B_{5247}$ с коэффициентом корреляции $r = 0.94$.

Как видно из рис. 1, на котором представлены изменения наклона b , определённого для линий 5247 и 5250 с ходом $|B|$ в циклах 23 и 24, разные временные интервалы имеют разные корреляционные зависимости. Разность наклонов b в 2009 г. и 2011 г., например, составляет 0.40(6) со значимостью различия 6.6σ (вероятность $\approx 4 \times 10^{-11}$). Наклоны b столь же существенно отличаются друг от друга, как и наклоны, полученные на других инструментах для той же пары линий (см. [6–9]) с разбросом, достигающим значимости 3σ или больше. При этом в 2003 г., т.е. после вершины

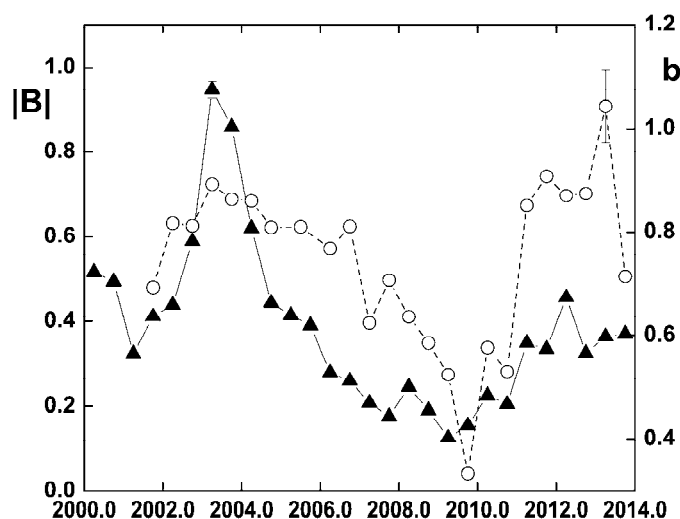


Рис. 1. Изменение с фазой цикла наклона b (правая вертикальная ось), определённого по линиям $\lambda 5247 \text{ \AA}$ и $\lambda 5250 \text{ \AA}$ (кружки, пунктир) и ход полугодичной средней индукции $|B|$ (левая вертикальная ось) в гауссах. Наклоны b вычислены для данных за полгода или за год (2005 г.). По горизонтали отложены годы измерений, вертикальными черточками показаны средние стандартные ошибки b и $|B|$.

цикла 23, наблюдались пики как индукции $|B|$, так и наклона b . Похожее поведение характерно и для цикла 24. В целом, b более или менее хорошо «отслеживает» поведение $|B|$ с коэффициентом корреляции $r = 0.60$.

На рис. 2 приведены измерения ОМП, полученные одновременно в КраО и Солнечной обсерватории им. Дж. Уилкокса (СОУ) Стэнфордского университета. При общей схожести графиков ($r=0.94$) обращает на себя внимание то, что в значения $|B|$ в КраО систематически больше, чем в СОУ (в 2003 г. $b=B_{СОУ}/B_{КраО}=0.56$).

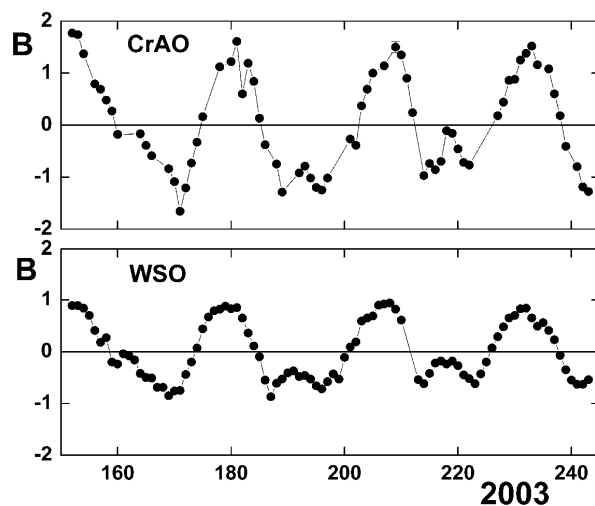


Рис. 2. Суточные значения ОМП (точки) с 1 июня по 31 августа 2003 г. согласно измерениям по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ в КрАО (CrAO, *вверху*; $N = 68$) и Стэнфорде (СОУ, *внизу*; $N = 90$).

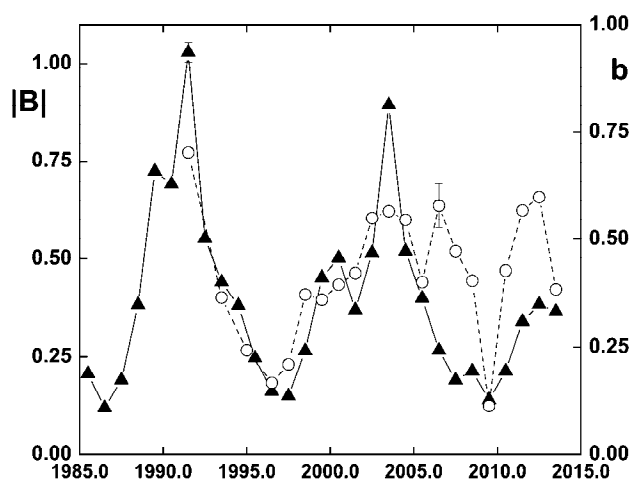


Рис. 3. Изменение с фазой цикла наклона b , определённого по линии $\lambda 5250 \text{ \AA}$ в КрАО (x) и СОУ (y) (кружки и пунктир, правая вертикальная ось), и ход годовой средней индукции $|B|$ в гауссах: треугольники и отрезки сплошной линии, левая ось.

Из сравнения изменения величины b и модуля ОМП видно, что соответствующие графики достаточно хорошо коррелируют между собой.

Объяснение приведенных на рис. 2-3 особенностей было предложено Барановским и Цапом [10]. Они обратили внимание на то, что выходные щели фотометров на двух инструментах разные: в Стэнфорде центр щели находится на расстоянии 4.7 пм от центра линии, а в КрАО – на среднем расстоянии 6.3 пм. Поскольку сигнал магнитографа зависит от крутизны контура линии, то выбор выходных щелей играет заметную роль. В КрАО измерения проводятся в более крутых участках крыльев линий, в то время как в Стэнфорде – ближе к ее центру, где крутизна меньше. Проведенные авторами расчеты показали, что должно наблюдаться различие в величине поля в среднем в 1.3 раза. Однако точная величина различий зависит от изменения магнитного поля с высотой, а в случае с ОМП – еще и от его распределения по поверхности Солнца. Авторами была также предпринята

попытка объяснить изменение наблюдаемого наклона b со временем. Было предположено, что это могло быть вызвано изменением распределения элементов с килогауссовыми полями по поверхности Солнца с течением времени. Оказалось, что хорошее согласие с данными измерений можно получить, если доля сильных полей в минимуме активности составляет 3%, а в максимуме – 30%.

Хотя последняя цифра и представляется завышенной, тем не менее, гораздо более выраженные за последние годы отклонения значений коэффициентов регрессии b , полученных из наблюдений КрАО и Стэнфорда, могут косвенно свидетельствовать в пользу начавшейся масштабной перестройки магнитного поля, связанного со сбоем в работе солнечного динамо. Не исключено, что данный вопрос имеет прямое отношение к широко обсуждаемой в настоящее время проблеме начала очередного глобального минимума солнечной активности.

Авторы признательны покинувшему нас в 2011 г. Т.Т. Цапу за активное участие в наблюдениях Солнца, обработке данных и обсуждении проблем, инженерам Н.П. Русаку и А.Р. Пулатову за обеспечение работы телескопа и магнитографа, а также коллегам других обсерваторий за возможность анализа данных ОМП, размещённых на сайтах <http://wso.stanford.edu> и [http:// solis.nso.edu/vsm](http://solis.nso.edu/vsm).

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 13-02-90472.

Литература

1. *Severny A.* Nature, 1969, **224**, 53.
2. *Котов В.А., Северный А.Б.* «Общее магнитное поле Солнца как звезды. Каталог 1968–1976», М.: АН СССР, 1983, 24 с.
3. *Котов В.А., Северный А.Б., Цап Т.Т.* Изв. КрАО, 1982, **65**, 3.
4. *Котов В.А., Демидов М.Л., Ханейчук В.И., Цап Т.Т.* Изв. КрАО, 1998, **94**, 110.
5. *Haneychuk V.I., Kotov V.A., Tsap T.T.* Astron. Astrophys., 2003, **403**, 1115.
6. *Котов В.А., Цап Т.Т.* Изв. КрАО, 2005, **101**, 82.
7. *Shrauner J.A., Scherrer P.H.* Solar Phys., 1994, **153**, 131.
8. *Demidov M.L., Zhigalov V.V., Peshcherov V.S., Grigoryev V.M.* Solar Phys., 2002, **209**, 217.
9. *Демидов М.Л., Григорьев В.М., Пещеров В.С.* Астрон. журн., 2005, **82**, 628.
10. *Барановский Э.А., Цап Т.Т.* Кинематика и физ. неб. тел, 2012, **28/1**, 34.

НАКОПЛЕНИЕ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ И ВРЕМЕННЫЕ ЗАДЕРЖКИ НЕТЕПЛООВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Цап Ю.Т.^{1,2}, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.²

¹*НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория», пгт. Научный*

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

ACCELERATED ELECTRON ACCUMULATION IN CORONAL LOOPS AND TIME DELAYS OF NON-THERMAL SOLAR FLARE EMISSION

Tsap Y.T.^{1,2}, Stepanov A.V.² Kopylova Y.G.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea*

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

Mechanisms of energetic particle accumulation in the coronal part of flare loops connected with the pitch-angle scattering and convergence of the magnetic field lines are considered. It has been shown that observed time delays between the peaks of the hard X-ray emission in different energy channels can not be caused only by the turbulence and/or Coulomb collisions provided the effective scattering and accumulation of accelerated electrons. This shows evidence in favor of an important role of diamagnetic forces responsible for the reflection of charged particles from magnetic mirrors in the solar atmosphere.

Введение

К настоящему времени получено много указаний, что в ходе вспышечного энерговыделения в корональных петлях происходит накопление ускоренных электронов. Так, например, согласно анализу наблюдений жесткого рентгеновского излучения, полученных на космической орбитальной станции RHESSI [1], их концентрация в корональной части петли должна быть в 2–8 раз больше, чем в основаниях. В связи с чем возникает вопрос: какие механизмы ответственны за накопление ускоренных частиц в короне Солнца?

В работе [2] было показано, что накопление электронов может происходить из-за их эффективного питч-углового рассеяния, вследствие которого распространение частиц в корональных петлях приобретает диффузионный характер (диффузионная модель). Между тем не следует исключать и важную роль диамагнитных сил, возникающих вследствие усиления магнитного поля и, соответственно, конвергенции магнитных силовых линии в направлении оснований петли, что приводит к отражению частиц от магнитных пробок. Данное явление легло в основу часто привлекаемой модели коронального пробкотона (trap-plus-precipitation model).

По нашему мнению, чтобы выяснить, какой из подходов является более адекватным, следует обратиться к анализу наблюдаемых временных

задержек между пиками жесткого рентгеновского излучения вспышек различных энергий. Хорошо известно, что, как правило, высокоэнергичные пики сглаженной составляющей жесткого рентгеновского излучения, запаздывают по отношению к низкоэнергичным на 1–10 с [3]. С учетом этого обстоятельства мы рассмотрим отмеченные выше механизмы накопления ускоренных электронов во вспышечных петлях.

Модель коронального пробкотрона

Теоретические основы модели корональной магнитной ловушки (пробкотрона) с питч-угловым рассеянием частиц были заложены Кеннелом и Петчеком [4] почти 50 лет назад. Применительно к Солнцу этот подход получил свое продолжение через 10 лет в работе Мелроуза и Брауна [5]. Предполагалось, что в фазовом пространстве можно выделить область захваченных частиц и конус потерь. В области захваченных частиц (питч-угол $\alpha > \alpha_0 = \arcsin \sigma$, где σ — пробочное отношение) происходит их накопление вследствие отражения от магнитных пробок. Затем из-за кулоновских столкновений или резонансного взаимодействия с электромагнитными волнами они рассеиваются и попадают в конус потерь ($\alpha < \alpha_0$), через который и покидают магнитную ловушку.

Согласно принятой модели, уравнения, описывающие захваченные и пролетные частицы, в пренебрежении энергетических потерь можно соответственно представить в виде

$$\frac{\partial F(\alpha, V)}{\partial t} + \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} D \sin \alpha \frac{\partial F(\alpha, V)}{\partial \alpha} + S(\alpha, V) = 0,$$

$$\frac{\partial f(\alpha, V)}{\partial t} + \frac{1}{\sin \alpha} \frac{\partial}{\partial \alpha} D \sin \alpha \frac{\partial f(\alpha, V)}{\partial \alpha} - \frac{f(\alpha, V)}{T_0} Q(\alpha_0 - \alpha) = 0,$$

где $F(\alpha, V)$ и $f(\alpha, V)$ — функции распределения соответственно захваченных и пролетных частиц, V — их скорости, D — коэффициент питч-угловой диффузии, $S(\alpha, V)$ — функция источника, $T_0 \approx L/V$ — характерное время выхода частицы из ловушки (петли) полудлины L , $Q(\alpha_0 - \alpha)$ — ступенчатая функция Хэвисайда.

В рамках принятого подхода скорость выхода захваченных частиц из ловушки определяется характерным временем жизни

$$T_L = \frac{\int_0^{\alpha_0} F(\alpha, V) d\alpha}{\frac{1}{T_0} \int_0^{\alpha_0} f(\alpha, V) d\alpha}.$$

Согласно Кеннелу и Петчеку [4], в зависимости от соотношения между характерными временами диффузии $T_D = 1/D$ и пролета частиц T_0 в корональных ловушках может реализовываться либо режимы так называемой слабой, либо сильной диффузии, причем

$$T_L = \begin{cases} \sigma T_D, & T_D > \sigma T_0 - \text{слабая;} \\ \sigma T_0, & T_0 < T_D < \sigma T_0 - \text{сильная.} \end{cases}$$

В условиях солнечной короны время пролета быстрых электронов $T_0 \approx 0.1$ с, и применительно к сглаживающей составляющей жесткого рентгеновского излучения вспышек из-за малости значений T_L ($T_L \approx 1$ с даже при $\sigma = 10$) режим сильной диффузии особого интереса не представляет. Между тем в случае слабой диффузии, обусловленной, например, либо кулоновскими столкновениями, либо свистами $D \sim V^\delta$ [6], где $\delta > 0$. Следовательно, низкоэнергичные электроны будут покидать магнитную ловушку быстрее высокоэнергичных, что может привести к появлению наблюдаемых временных задержек между пиками жесткого рентгеновского излучения в каналах различных энергий.

Диффузионная модель

Мы будем исходить из уравнения Фоккера-Планка, использованного Петросьяном и Донахью [7] для описания накопления ускоренных электронов в вершине корональной петли вследствие их питч-углового рассеяния, которое можно представить в виде

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{f}{T_{esc}} = S,$$

где характерное время выхода электронов из ловушки

$$T_{esc} = T_0 + \frac{T_0^2}{T_D}.$$

Параметр T_{esc} по своему физическому смыслу является аналогом T_L , т.е. он определяет динамику и поток ускоренных электронов в основаниях корональной петли. В интересующем нас случае, когда $T_0 > T_D$ (электроны испытывают в короне многократные столкновения либо с частицами фоновой плазмы, либо с волнами), время выхода $T_{esc} \approx T_0^2 / D$. Таким образом, в отличие от модели коронального пробкотрона, когда $T_L \sim V^\delta$, характерное время выхода (жизни) частиц $T_{esc} \sim V^{-(\delta+2)}$. Это означает, что высокоэнергичные электроны будут покидать магнитную ловушку раньше низкоэнергичных, что противоречит статистическим исследованиям временных задержек жесткого рентгеновского излучения [3].

Обсуждение результатов и выводы

В представленной работе мы рассмотрели два возможных механизма накопления быстрых электронов в корональных арках. Первый — связан с отражением заряженных частиц от магнитных трубок под действием диамагнитных сил, что лежит в основе модели коронального пробкотрона. Второй определяется эффективным рассеянием электронов по питч-углам,

в результате чего длина свободного пробега частицы становится меньше полудлины корональной петли L .

Как следует из полученных результатов, диффузионная модель не способна обеспечить наблюдаемые временные задержки между пиками жесткого рентгеновского излучения разных энергий, поскольку в этом случае высокоэнергичные электроны быстрее низкоэнергичных покидают корональную петлю, что должно приводить к возникновению временных задержек жесткого рентгеновского излучения, знак которых не согласуется с результатами Ашвандена и др. [3]. Между тем в рамках модели коронального пробкотрона, наоборот, высокоэнергичные электроны более длительное время остаются в магнитной ловушке, поскольку не столь быстро как низкоэнергичные попадают в конус потерь из-за медленногоpitch-углового рассеяния.

Необходимо отметить, что Беспалов и Трахтенгерц [8], следуя Кеннелу и Петчеку [4], помимо режимов слабой и сильной диффузии, рассмотрели режим, который иногда называют сверхсильной диффузией [9], когда $T_D < T_0$, т.е. диффузионную модель, в которой учитываются действия диамагнитных сил в свете представлений о магнитной ловушке. В этом случае характерное время жизни частиц $T_L \sim V \sim \sqrt{E}$, а значит, временные задержки будут слабо зависеть от энергии частиц E , что не всегда согласуется с наблюдениями [3]. Хотя к настоящему времени и получены указания в пользу возможности реализации данного режима в солнечных вспышечных петлях [10–12], тем не менее, ввиду сложности данного явления все еще остается много вопросов, которые требуют дальнейших теоретических и экспериментальных исследований.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 13-02-90472 укр_ф_а, 12-02-00616_а и программой Президиума РАН № 22.

Литература

1. *Simões P.J.A.; Kontar E.P.* 2013, *Astron. Astrophys.*, 551, A135.
2. *Kontar E.P.; Bian N.H.; Emslie A.G.; Vilmer N.* 2014, *Astrophys. J.*, 780, 176.
3. *Aschwanden M.J., Bynum R.M., Kosugi T. et al.* 1997, *Astrophys. J.*, 487, 936.
4. *Kennel C.F., Petschek H.E.* 1966, *J. Geophys. Res.*, 71, 1.
5. *Melrose D.B., Brown J.C.* 1976, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 176, 15.
6. *Степанов А.В., Цан Ю.Т.* 1999, *Астрон. журн.*, 76, 949.
7. *Petrosian V., Donaghy T.Q.* 1999, *Astrophys. J.*, 527, 945.
8. *Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю.* Альфвеновские мазеры. – Горький: ИПФАН, 1986.
9. *Трахтенгерц В.Ю., Райкрофт М.Дж.* Свистовые и альфвеновские циклотронные мазеры в космосе. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2011.
10. *Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* 1991, *Astrophys. J.*, 374, 369.
11. *Stepanov A.V., Yokoyama T., Shibasaki K., Melnikov V.F.* 2007, *Astron. Astrophys.*, 465, 613.
12. *Huang J., Yan Y.; Tsap Yu.* 2014, *Astrophys. Journal*, 787, id. 123.

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ЛОКАЛИЗАЦИЯ
ПРОЦЕССА УСКОРЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ
В МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА СПЕКТРОВ
ВРЕМЕННЫХ ЗАДЕРЖЕК ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ**

Чариков Ю.Е.^{1,2}, Глобина В.И.^{3,1}, Шабалин А.Н.¹, Елфимова Е.²

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

²*СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия*

³*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**LOCALIZATION OF ELECTRON ACCELERATION PROCESS IN
MAGNETIC LOOP IN SOLAR FLARES ON THE BASE OF HXR
TIME-DELAY SPECTRA ANALYSIS**

Charikov Yu.E.^{1,2}, Globina V.I.^{3,1}, Shabalin A.N.¹, Elfimova E.²

¹*Ioffe Physico-technical Institute of RAS, St. Petersburg*

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

³*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg*

Solar flare HXR BATSE data were analyzed. HXR single pulse time structure was selected and HXR time-delays were studied. For every pair of HXR time series cross-correlation analysis is applied. It was found three types of spectra delays – increasing with energy, decreasing and U – type spectra. Time-dependent relativistic Fokker Planck equation for accelerated electrons is solved in two cases of injections – isotropic electron distribution and anisotropic along the direction to one of the loop footpoint. Decreasing spectra of time – delays could be explained only if processes of acceleration and injection are spaced in a loop. The simulations showed that different types of spectra delays occurred in looptop and footpoints.

Метод временных задержек дает информацию о динамике ускоренных электронов в петельных структурах магнитного поля во время солнечных вспышек [1–3]. Впервые детальный анализ временных задержек был выполнен на основе измерений жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) спектрометром BATSE [1, 2]. Было показано, что времена задержек изменяются от миллисекунд до секунд и исследовался спектр задержек с целью обнаружить зависимости типа $E^{-0.5}$ или $E^{1.5}$, что соответствовало бы либо свободному пролету электронов, либо пролету в петле между точками отражения с последующим высыпанием в конус потерь. Следует отметить, что спектрометр BATSE не обладал пространственным разрешением и поэтому регистрировал полное излучение со всей петли в целом. На самом деле процессы ускорения электронов, их инъекции, переноса и излучения влияют на спектр задержек в целом [3] и потому маловероятно ожидать вида спектров, указанных выше. Кроме того, спектры задержек, скорее

всего, различны в вершине петли и ее основаниях, исходя из динамики электронов в петле [4–7]. Исходя из этого, рассматривается задача интерпретации спектров временных задержек, как из петли в целом, так и из ее различных частей.

Анализ временных задержек по данным спектрометра BATSE

Основу анализа спектра задержек представляли данные ЖРИ, зарегистрированные спектрометром BATSE [8]. Анализ временных задержек был проведен для 82 вспышек, имеющих однопиковую структуру ЖРИ. Методика получения спектров задержек предусматривает выполнение следующих этапов: отбор вспышек (единичный рентгеновский всплеск короткой длительности), аппроксимация фона линейной функцией в каждом канале и вычитание фона из сигнала перед корреляцией, построение взаимной корреляционной функции (ВКФ) для всех пар временных рядов, интерполяция ВКФ вблизи максимума, вычисление ошибок значений времени задержки по методу Монте-Карло и построение спектра временных задержек для каждого события. Полученные спектры задержек можно разделить на три класса: спадающий, растущий и U-образный спектры (Рис. 1). Распределения исследованных солнечных вспышек по типам спектров задержек примерно одинаковые. Величина большинства задержек лежит в пределах 1 с.

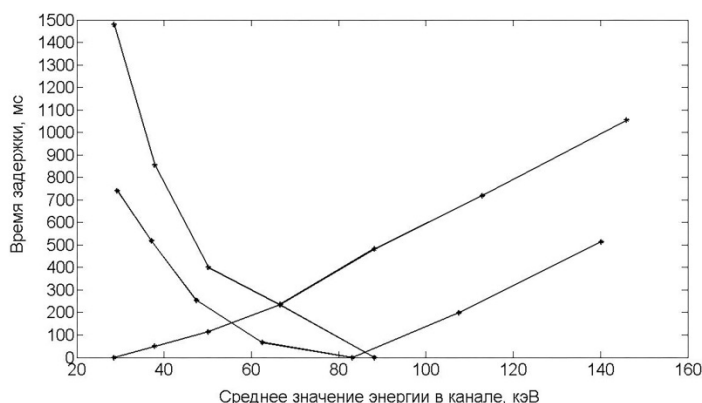


Рис. 1. Три типа спектров временных задержек ЖРИ.

Моделирование процессов распространения ускоренных электронов, их инъекции и излучения в петельных структурах магнитного поля в активных областях на Солнце

Будем рассматривать следующую модель кинетики ускоренных электронов в магнитных петлях во время солнечных вспышек. В общем случае полагаем, что процесс ускорения происходит в короне при перезамыкании силовых линий магнитного поля, электроны с питч-угловым распределением устремляются вниз по направлению к хромосфере без рассеяния и потерь энергии. Процесс инъекции мы связываем с переходом электронов в область замкнутой петли (например, в результате дрейфового движения)

во внутренней области конфигурации магнитного поля. Таким образом, на первом этапе движение электронов представляет свободный разлет в магнитном поле. В дальнейшем ускоренные электроны могут захватываться в магнитную ловушку и уходить в конус потерь в зависимости от пича – углового распределения и условий в плазме петли – распределения концентрации плазмы и конфигурации магнитного поля. Тормозное излучение высокоэнергичных электронов представляет жесткое рентгеновское излучение, которое регистрируется в наблюдениях. Постановка задачи кинетики ускоренных электронов с учетом различных процессов неоднократно обсуждалась (см., например, [4–7]). Особенностью предложенной нами модели является комбинированное начальное условие по времени, зависящее и от энергии электронов, что связано с пролетом электронов от области ускорения до области инжекции, и учет процесса рассеяния на магнитных неоднородностях. Результаты моделирования временных задержек представлены на Рис. 2.

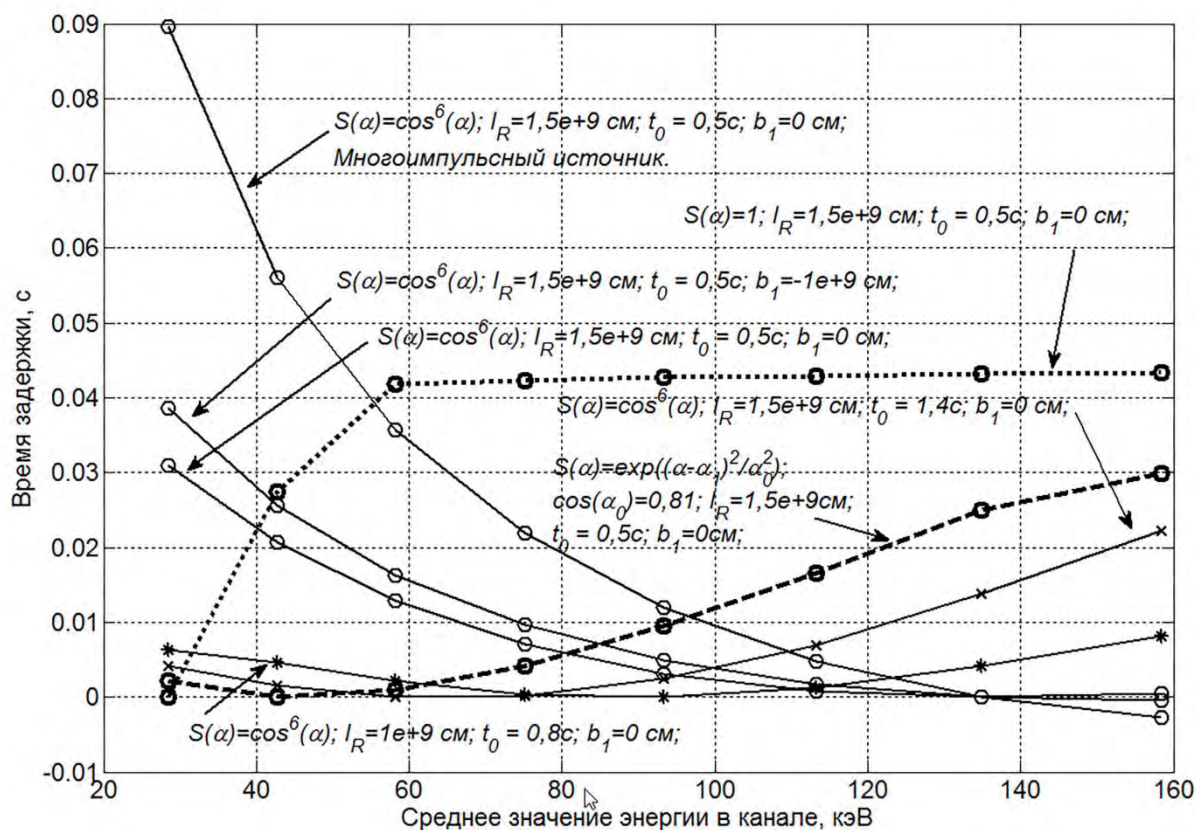


Рис. 2. Спектры временных задержек для различных угловых распределений ускоренных электронов с удаленным положением области ускорения от области инжекции и совмещенным вариантом.

Из Рис. 2 следует, что растущий спектр задержек ЖРИ со всей петли находит объяснение при достаточно широком наборе условий на пучок и параметры плазмы. Для объяснения спадающего спектра задержек ЖРИ необходимо предположить, что процесс ускорения имеет место выше об-

ласти инъекции (системы замкнутых петель) примерно на масштаб порядка 10^9 см. То есть высокоэнергичные электроны инжектируются с опережением в десятки – сотни миллисекунд в область замкнутых линий магнитного поля. Моделирование дает возможность получить спектр временных задержек из вершины и оснований петли. Анализ результатов показывает, что спектры временных задержек из вершины петли для различных начальных распределений электронов в основном растущие, а в основаниях могут быть как спадающими, так и растущими. Наблюдения ЖРИ с высоким пространственным разрешением позволят сузить класс моделей, объясняющих спектры временных задержек.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924 и ПРАН N22.

Литература

1. *Aschwanden, M.J., Schwartz R.A., Alt D.M.* // *Ap. J.* Vol. 447, No. 2, P. 923–935, 1995.
2. *Ashwanden V.J., Bynum R.V., Kosugi T., Hudson H.S., Schwartz R.A.* // *Ap.J.* Vol. 487, pp. 936 – 955, 1997.
3. *Чариков Ю.Е., Глобина В.И., Склярова Е.М.* // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2013. № 3(177). С. 237–244.
4. *Hamilton R.J., Lu E.T. and Petrosian V.* // *ApJ.* V. 354. P. 726. 1990.
5. *Gorbikov S.P., Melnikov V.F.* // *Mathematical Modeling.* V. 19. P. 112. 2007.
6. *Zharkova V.V., Kuznetsov A.A. and Siversky T.V.* // *Astronomy & Astrophysics.* V. 512. A8. 2007.
7. *Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V.* // *Geomagnetism and Aeronomy* V. 52, No.8. P.1021. 2012.
8. База данных NASA [Электронный ресурс]/NASA database. – Режим доступа: <ftp://legacy.gsfc.nasa.gov/compton/data/batse>.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.

*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

NUMERICAL SIMULATIONS OF ENERGETIC ELECTRONS PROP- AGATION IN SOLAR FLARES

Shabalin A.N., Charikov Yu.E.

*Ioffe Physical-Technical Institute of Russian Academy of Sciences,
194021, Russia, St. Petersburg*

The energy, spatial and pitch angle distributions of accelerated electrons in solar magnetic loops are considered. Return currents and turbulent pitch-angle scattering had taken into account. Hard X-ray spectrum and polarization are calculated. It is shown that turbulent pitch-angle scattering leads to increasing of Hard X-Ray intensity predominantly in loop's footpoints for isotropic initial electron source. In the case of anisotropic source Hard X-Ray intensity increase in one order for $\delta B/B = 10^{-3}$. The possible source of electrons and magnetic field was suggested in the 2011 February 24 solar flare.

Данные RHESSI позволяют получать изображения на Солнце в жестком рентгеновском излучении (ЖРИ) с разрешением 5"–15" , что соответствует примерно 3.6–10.8 Мм. Распределение рентгеновской яркости вдоль магнитной петли дает важную дополнительную информацию о динамике распространения ускоренных электронов и их тормозном излучении. Согласование результатов моделирования с наблюдениями позволит получить ограничения на функцию распределения ускоренных электронов, на их угловое и энергетическое распределение. Общая постановка задачи кинетики электронов в плазме со сходящимся к основаниям петли магнитным полем впервые была сформулирована в [1]. В дальнейших работах рассматривались частные процессы кулоновского рассеяния и магнитного отражения [2–4], с добавлением учета обратного тока [5]. В работе [6] рассмотрено влияние процесса турбулентной диффузии и турбулентного питч-углового рассеяния наряду с кулоновскими столкновениями на динамику вспышечных электронов. Однако в [6] не учитываются эффекты магнитного отражения, обратного тока, не построены рентгеновские изофоты и не проведено сравнение с данными RHESSI. В настоящей работе мы попытались учесть эти недостатки и тем самым продвинуться в направлении изучения динамики пучков во вспышечной плазме.

Кинетика ускоренных электронов во вспышечных петлях

Динамика пучка ускоренных во время вспышек электронов рассмотрена на основе решения нестационарного релятивистского уравнения Фоккера-Планка, учитывающего процессы кулоновского рассеяния, магнитного отражения, влияние обратного тока и магнитной турбулентности.

Уравнение Фоккера-Планка запишем в виде [1–6]:

$$\begin{aligned} \frac{\lambda_0}{c\beta} \frac{\partial f}{\partial t} = & -\lambda_0 \mu \frac{\partial f}{\partial s} + \lambda_0 \frac{\partial \ln(B)}{\partial s} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{2} f \right] + \frac{1}{\beta} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right) + \frac{1}{\beta^4 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + \\ & + \frac{eE^* \beta \mu}{m_e c} \frac{\partial f}{\partial E} + \frac{eE^* (1-\mu^2)}{m_e \beta c} \frac{\partial f}{\partial \mu} + \left(\frac{\delta B}{B} \right)^2 \frac{v}{2\lambda_B} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[|\mu| (1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + \frac{\lambda_0}{c\beta} S(E, \mu, s, t), \end{aligned} \quad (1)$$

где $f(E, \mu, s, t)$ – функция распределения ускоренных электронов, s – расстояние вдоль силовой линии (отсчитывается от вершины петли), t – текущее время,

$\lambda_0(s) = \frac{10^{24}}{n(s) \ln \Lambda}$, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = E + 1$, γ – Лоренц-фактор электрона,

$\mu = \cos \alpha$ – косинус питч-угла, $E = \frac{E_e}{m_e c^2}$ – кинетическая энергия электрона,

выраженная в единицах энергии покоя электрона, λ_B – характерная продольная длина корреляции флуктуаций магнитного поля.

$E^*(s, t) = \frac{j(s, t)}{\sigma(s)} = \frac{e}{\sigma(s)} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} v(E) dE \int_{-1}^1 f(E, \mu, s, t) \mu d\mu$ – величина напряженности электрического поля, $\sigma(s)$ – классическая спитцеровская проводимость фоновой плазмы. Коэффициент турбулентной диффузии получен в предположении спектра флуктуаций в виде лоренциана $W(k_{\parallel}) = \frac{(\delta B)^2}{\pi} \frac{(1/\lambda_B)}{(1/\lambda_B)^2 + k_{\parallel}^2}$ [7].

Последнее слагаемое в (1) задает распределение ускоренных электронов в момент их инжекции. Распределение концентрации плазмы вдоль петли определяется из наблюдений [8]. Сходящееся к основаниям петли модельное магнитное поле задается в виде:

$\frac{B(s)}{B_0} = 1 + \frac{(s-b_1)^2}{b_2^2}$, где $B_0 = 200$ Гс; $b_1 = 0$

см. Отношение B_{\max} / B_0 принималось равным двум. В момент инжекции функциональная зависимость источника ускоренных электронов от аргументов представляется в факторизованном виде:

$S(E, \alpha, s, t) = S_1(E) S_2(\alpha) S_3(s) S_4(t)$. Энергетический спектр электронов в источнике степенной с показателем спектра $\delta = 3$. Рассматриваются случаи изотропной инжекции $S_2(\alpha) = 1$ и анизотропного распределения вдоль магнитного поля в некоем конусе питч-углов, например, $S_2(\alpha) = \cos^6(\alpha)$, инжекция ускоренных электронов происходит в верхней части петли. Временной профиль в момент инжекции представляет собой отдельный импульс в форме гауссиана. Интенсивность ЖРИ рассчитывается согласно формулам тормозного излучения [9, 10].

Влияние магнитной турбулентности

На рис. 1 представлено распределение электронов с энергией 30 кэВ вдоль петли для изотропного случая $S_2(\alpha) = 1$ – слева и анизотропного $S_2(\alpha) = \cos^6(\alpha)$ – справа. В случае магнитной турбулентности $\delta B/B = 10^{-3}$ происходит увеличение числа захваченных в верхней части петли электронов, особенно проявляющееся в анизотропном случае, вследствие более эффективной изотропизации электронов.

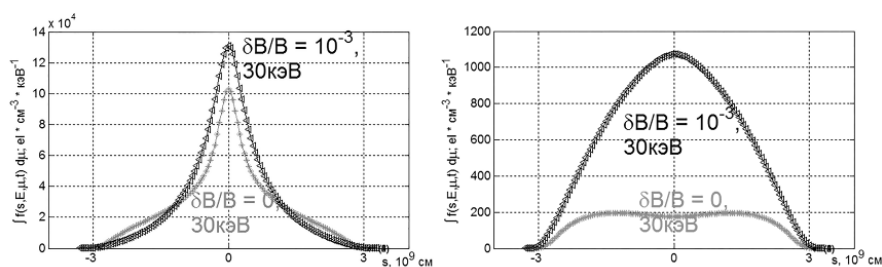


Рис. 1.

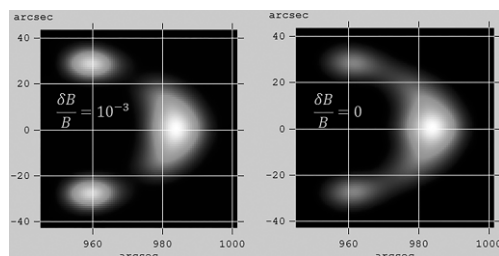


Рис. 2.

На рис. 2 представлены результаты расчета ЖРИ для изотропной инжекции в случае, когда магнитная петля располагается на лимбе Солнца. Изображение слева соответствует случаю $\delta B/B = 10^{-3}$, справа – $\delta B/B = 0$.

Магнитная турбулентность оказывает существенное влияние на яркость в основаниях петли, что является результатом изотропизации электронов в этой области.

В анизотропном случае отмечается сравнительно равномерное вдоль петли увеличение яркости в ЖРИ в десять раз, что является следствием существенного изменения углового распределения электронов во всех областях петли от сильно анизотропного до почти изотропного.

Вспышка 24 февраля 2011 года

Данное событие произошло на лимбе и характеризуется по данным RHESSI распределением жесткого рентгеновского излучения (см. рис. 3а, 25–50 кэВ – фоновое изображение, 70–150 кэВ – контурные линии), позволяющим предположить существование в этой области магнитной петли (см. рис. 3б) со смещенным минимумом магнитного поля в область северной части петли на величину 1×10^9 см. Параметры источника электронов выбраны таким образом, чтобы удовлетворить распределению рентгенов-

ского излучения. На рис. 3в представлены наложенные изофоты модели на энергии 29 кэВ (черная жирная линия) на данные RHESSI 25–50 кэВ (штриховая линия). На рис. 3г представлены изофоты модели на энергии 100 кэВ (черная жирная линия) наложенные на данные RHESSI 70–150 кэВ (светлая линия).

Параметры источника электронов: $S_2(\alpha) = \exp\left[-\frac{(\alpha - \alpha_1)^2}{\alpha_0^2}\right]$,

$\alpha_0 = 36^\circ$, $\alpha_1 = 0^\circ$, $\delta = 3$. Инжекция электронов происходила в вершине петли.

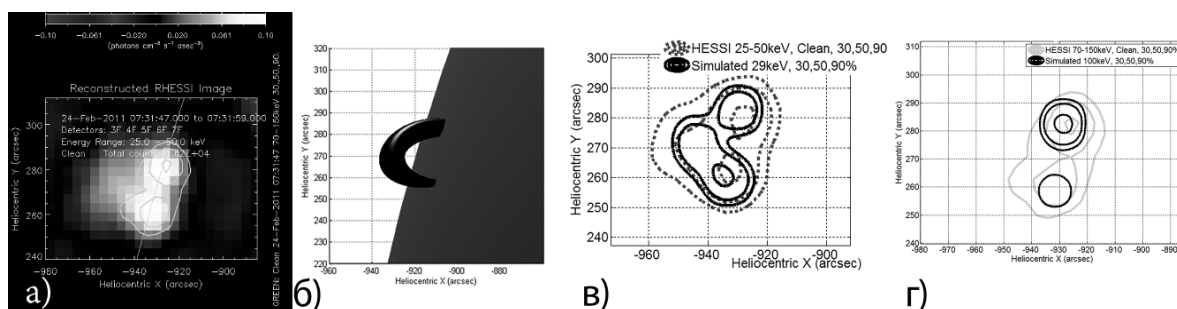


Рис. 3.

Заключение

Показано, что присутствие во вспышечной петле магнитной турбулентности с $\delta V/V = 10^{-3}$ приводит к существенному усилению интенсивности ЖРИ в основаниях петли в случае изотропного источника и усилению интенсивности ЖРИ на порядок во всех частях петли в случае анизотропного источника. Эффекты, связанные с магнитной турбулентностью, исчезают при $\delta V/V \leq 10^{-5}$. Ограничения на вариацию параметров модели источника электронов для вспышки 24 февраля 2011 года не превышают $\pm 20\%$.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924 и ПРАН N22.

Литература

1. Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V. // *Astrophysical Journal*, 1990, Vol. 354, pp.726–734.
2. Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P. // In Gopalswamy N. and Webb D. F., editors, *IAU Symposium*, 2009, Vol. 257, pp. 323–328.
3. Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Кудрявцев И.В. // *Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки*. 2013. № 4–1 (182). С. 154–165.
4. Charikov Yu.E., Mel'nikov V.F., Kudryavtsev I.V. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2012, Vol. 52, pp.1021–1031.
5. Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V. // *Astronomy and Astrophysics*, 2010, Vol. 512, id. A8, 18 pp.
6. Kontar E.P., Bian N.H., Emslie A.G., Vilmer N. // *The Astrophysical Journal*, 2014, Vol. 780, Issue 2, article id. 176, 10 pp.
7. Lee M.A. // *J. Geophys. Res.*, 1982,87, 5063
8. Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P. // *Solar Physics*, 2002, Vol. 210, pp. 383–405.
9. Gluckstern R.L., Hull M.H. // *Physical Review*, 1953, Vol. 90, № 6, pp.1030–1035
10. Bai T., Ramaty R. // *Astrophysical Journal*, 1978, Vol. 219, pp. 705–726.

КОРОЛЕВСКИЕ ШИРОТЫ, ЗАКОН ШПЕРЕРА И КРУТИЛЬНЫЕ КОЛЕБАНИЯ НА СОЛНЦЕ КАК ПРОЯВЛЕНИЕ ПРИЛИВОВ ОТ ПЛАНЕТ¹

Хлыстов А.И.

Государственный Астрономический институт имени П.К. Штернберга, МГУ, Москва

ROYAL LATITUDES, SPÖRER'S LAW AND TORSIONAL OSCILLATIONS ON THE SUN AS MANIFESTATION OF TIDES FROM PLANETS

Khlystov A.I.

Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow, Russia

On the basis of consideration of zonal tide from the Jupiter it is established, that in the convective zone of the Sun torsional oscillations with opposite directed movements of the equatorial belt (from $\varphi = -35^{\circ}16'$ up to $\varphi = +35^{\circ}16'$) and two subpolar areas (from $\varphi = +35^{\circ}16'$ up to North Pole and from $\varphi = -35^{\circ}16'$ up to the South Pole) can arise. Change of a direction of relative movement of these belts should occur practically instantly through each quarter of the orbital period of the Jupiter (≈ 3 years) at the moments of zero and extreme values of the heliocentric equatorial latitudes of Jupiter. On the parallels $\varphi = \pm 35^{\circ}16'$ ("Royal latitudes") velocities are always equal to zero. Gradients of pressure along a latitude, induced by torsional oscillations, can create 3 types of poloidal currents: from "Royal latitudes" to equator (Schpörer's law), from "Royal latitudes" to the latitudes $\varphi = \pm 62^{\circ}.5$, and from poles to the latitudes $\varphi = \pm 62^{\circ}.5$. It is important to note, that directions of movements in these 30° zones are kept constant at any mutual positions of the Jupiter and the Sun.

Гипотеза о приливном влиянии планет на Солнце впервые была высказана Р. Вольфом в 1859 году [1] в связи с попыткой объяснить феномен 11-летней цикличности. Позже эта идея развивалась в работах многих авторов, однако, без заметного успеха. Проведенные в 1974 г. Власовым и др. [2] расчеты для случая *статического* прилива показали, что энергии такого прилива (при суммарной высоте прилива около 1 мм) недостаточно даже для механизма «спускового крючка». Однако совсем необязательно, что приливы должны быть напрямую связаны с цикличностью. Вполне возможно, что они могут влиять на какие-то другие процессы на Солнце.

В настоящей работе рассматривается вопрос о том, какие наблюдательные следствия могут иметь место на Солнце под влиянием *динамического* прилива от планет, впервые рассмотренного в работах [3] и [4].

Из анализа предложенного Лапласом разложения приливного потенциала на 3 сферические функции – секториальную, тессеральную и зональную – мы пришли к выводу, что для решения поставленной задачи наиболее подходящей является зональная функция (прилив Лапласа 1-го

¹ Статья публикуется в порядке дискуссии

типа). Обозначив приливной потенциал зональной функции как W_z , для случая прилива на Солнце от Юпитера, согласно [5], будем иметь:

$$W_z = 3k (\sin^2\varphi - 1/3) (\sin^2\varphi_J - 1/3), \quad (1)$$

где множитель $k = 3fmR^2/4r^3$ – одинаковый для всех 3-х членов разложения приливного потенциала. В выражениях для W_z и k использованы следующие обозначения: f – гравитационная постоянная, m – масса Юпитера, R – средний радиус Солнца, r – расстояние от центра Солнца до Юпитера, φ – гелиографическая широта, φ_J – гелиоцентрическая экваториальная широта Юпитера.

Согласно [5], высота зонального прилива h может быть вычислена по формуле

$$h = W_z/g, \quad (2)$$

где g – ускорение свободного падения на Солнце. Подставляя (1) в (2) и взяв производную по времени, для скорости v изменения высоты зонального прилива получаем выражение:

$$v[\text{см/с}] = 2.16 \cdot 10^{-8} (\sin^2\varphi - 1/3) \sin 2\varphi_J (d\varphi_J/dt) \quad (3)$$

где вместо переменного расстояния r мы использовали среднее расстояние a (большую полуось орбиты Юпитера), чтобы исследовать в чистом виде только вклад зональной функции. Координаты Юпитера φ_J брались из [6].

Для удобства дальнейшего рассмотрения, разобьем орбитальное движение Юпитера на 4 интервала, длиной примерно по 3 года: 1-й – между моментом пересечения Юпитером плоскости экватора Солнца при переходе из южного полушария в северное и моментом достижения максимальной широты $\varphi_J = 6^\circ.08$; 2-й – от момента максимальной широты φ_J до момента $\varphi_J = 0^\circ$; 3-й период – между моментами $\varphi_J = 0^\circ$ и $\varphi_J = -6^\circ.08$ и 4-й период от $\varphi_J = -6^\circ.08$ до $\varphi_J = 0^\circ$. Начнем, для определенности, с рассмотрения 1-го периода на даты 23.07.1983 ÷ 21.06.1986. Согласно нашим расчетам, множитель $\sin 2\varphi_J (d\varphi_J/dt)$, входящий в формулу (3), достигает максимального значения $0.001392^\circ/\text{сут}$ для момента 11 декабря 1984 г. Подставив эту величину в (3), получаем следующую формулу для расчета распределения скорости v по гелиографическим широтам φ :

$$v[\text{см/с}] = 0.30 \cdot 10^{-10} (\sin^2\varphi - 1/3) \quad (4)$$

Результаты расчетов по формуле (4) для Северного полушария Солнца приведены во 2-м столбце Таблицы 1.

Таблица 1 (1-й период).

φ°	0	15	30	34	35.27	36	40	55	65	80	90
$V \cdot 10^{11} \text{см/с}$	-1.00	-0.81	-0.25	-0.06	0	0.04	0.23	1.02	1.46	1.90	2.00
F_c	-1.68	-1.31	-0.36	-0.08	0	0.05	0.30	0.98	1.04	0.56	0
P	min				Max				min		Max

Поскольку в (4) зависимость от широты определяется членом $\sin^2\varphi$, данные Таблицы 1 для v применимы также к Южному полушарию.

Вследствие осевого вращения Солнца, на возникшие течения действует сила Кориолиса \mathbf{F}_c , которая определяется выражением [7]:

$$\mathbf{F}_c = 2m[\mathbf{v} \times \boldsymbol{\omega}], \quad (5)$$

где \mathbf{v} – скорость движения вещества, $\boldsymbol{\omega}$ – вектор угловой скорости, m – масса вещества. Из формулы (5) следует, что вектор силы Кориолиса \mathbf{F}_c для нисходящих течений ($v < 0$) направлен по параллели в сторону вращения Солнца (на запад), а для восходящих течений ($v > 0$) сила Кориолиса направлена на восток. Результаты расчетов \mathbf{F}_c для приведенных в Табл.1 значений φ° и v и единичной массы даны в 3-м столбце таблицы. Из полученных данных следует, что сила Кориолиса, направленная на запад на экваторе и максимальная здесь по абсолютной величине, постепенно убывает с широтой, обращаясь в нуль на широте $\varphi = 35^\circ 16'$. На этой критической широте западное направление силы \mathbf{F}_c меняется на восточное, после чего, при дальнейшем увеличении широты, достигается второй локальный максимум около $\varphi = 62^\circ.5$. На полюсе сила Кориолиса во второй раз обращается в нуль. В силу четности функции $\cos\varphi$, полученные результаты остаются справедливыми и для Южного полушария. Полная картина распределения векторов \mathbf{F}_c по широтам для 1-го периода с учетом данных Табл.1, представлена на Рис.1 (параллели $\varphi = \pm 35^\circ 16'$ отмечены красным цветом).

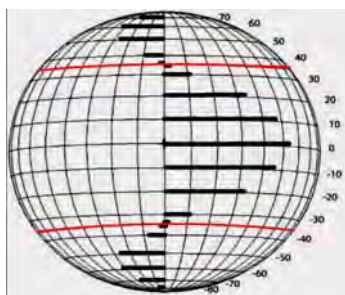


Рис. 1.

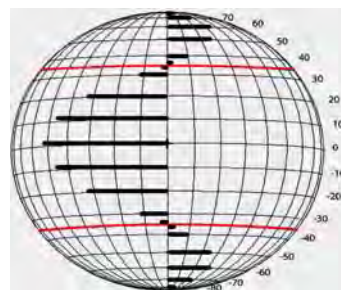


Рис. 2.

Из Рис.1 следует, что в 1-й период воздействие силы Кориолиса на движения в зональных приливах должно приводить к возникновению глобальных течений в конвективной зоне Солнца в западном направлении в широтном поясе от $\varphi = -35^\circ 16'$ до $\varphi = +35^\circ 16'$ («королевские широты») и в восточном направлении выше этих критических широт вплоть до обоих полюсов. Согласно (3), для 2-го периода (21.06.86 ÷ 11.03.89), вследствие отрицательного знака множителя $d\varphi_J/dt$, направление глобальных течений меняется на обратное относительно 1-го периода (см. Рис. 2). В 3-м периоде (11.03.89 ÷ 15.03.92), где множители $d\varphi_J/dt$ и $\sin 2\varphi_J$ оба отрицательные, повторяется картина 1-го периода (Рис. 1). В 4-м периоде (15.03.92 ÷ 03.06.95), где $d\varphi_J/dt > 0$, а $\sin 2\varphi_J < 0$, выполняются условия 2-го периода (Рис. 2).

Таким образом, динамическая теория приливов предсказывает крутильные колебания на Солнце, характерной особенностью которых является противоположно направленное движение экваториального пояса (от $\varphi = -35^{\circ}16'$ до $\varphi = +35^{\circ}16'$) и двух приполярных областей (от $\varphi = +35^{\circ}16'$ до Северного полюса и от $\varphi = -35^{\circ}16'$ до Южного полюса). Смена направления относительного движения поясов должна происходить практически мгновенно через каждую четверть орбитального периода Юпитера (≈ 3 года) в моменты нулевых и экстремальных значений широты Юпитера.

Как показали расчеты, скорости течений вещества имеют два максимума: главный – на экваторе Солнца и второстепенный – на широтах около $\varphi = \pm 62^{\circ}.5$. На параллелях $\varphi = \pm 35^{\circ}16'$ и полюсах скорости течений всегда нулевые. Согласно закону Бернулли, следует ожидать пониженное давления P на экваторе и на широтах $\varphi = \pm 62^{\circ}.5$, и повышенное давление на широтах $\varphi = \pm 35^{\circ}16'$ и на полюсах (см. Табл.1). Поскольку массы вещества движутся от областей высокого давления к областям пониженного давления, у основания конвективной зоны должны возникнуть три типа течений: от «королевских широт» к экватору (закон Шперера), от «королевских широт» к широтам $\varphi = \pm 62^{\circ}.5$ и от полюсов к широтам $\varphi = \pm 62^{\circ}.5$. Направления движений в этих 30° зонах сохраняются неизменными при любых взаимных положениях Юпитера и Солнца.

Литература

1. *Wolf R.* Mittheilungen uber Sonnenflecken VIII // Vierteljahrsschrift der Naturforschenden Gesellschaft in Zurich. 1859. IV. P. 183–205.
2. *Власов В.А., Гудзенко Л.И., Чертопруд В.Е.* Движение планет и циклическая активность Солнца: энергетические оценки // Краткие сообщения по физике. М.: ФИАН, 1974. № 12. С. 9–11.
3. *Хлыстов А.И.* О возможности резонансного усиления приливов в конвективной зоне Солнца // Солнечные данные. 1977. № 10. С. 78.
4. *Хлыстов А.И.* Амплитуды резонансных приливов на Солнце в стационарном режиме // Астрон. Циркуляр. 1977. № 981, с. 2–3.
5. *П. Мельхиор,* Земные приливы (перевод с англ.). – М.: Мир, 1968. – 482 с.
6. <http://omniweb.gsfc.nasa.gov/coho/helios/planet.html>
7. *Н.Н. Бухгольц,* Основной курс теоретической механики, Ч. 1, «Наука», Физматлит, 1965. – 467 с.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абдусаматов Х.И.* 3, 7
Абраменко В.И. 11
Абрамов-Максимов В.Е. 15
Авакян С.В. 19, 23, 27
Алексеева И.В. 31
Asepovski S. 219
Афанасьев А.Н. 35
Бабин А.Н. 211
Баранов Д.Г. 39, 79
Баранова Л.А. 19
Батурин В.А. 109, 331
Белишева Н.К. 43
Бембитов Д.Б. 291, 295
Беневоленская Е.Е. 47, 239
Биленко И.А. 51
Богод В.М. 189
Бондарь Н.И. 205
Боровик В.Н. 15
Бруевич Е.А. 55, 59
Бугаенко О.И. 215
Вальчук Т.Е. 63
Васильева В.В. 67, 415
Веретененко С.В. 71, 75
Вернова Е.С. 79
Веселовский И.С. 83, 263, 295
Волобуев Д.М. 87
Воронин Н.А. 23, 27
Выборнов В.И. 91
Гагарин Ю.Ф. 39
Галкин В.Д. 95
Ган В. 399
Georgieva K. 99, 219
Голубчина О.А. 105
Глобина В.И. 451
Горшков А.Б. 109, 331
Гриб С.А. 113
Григорьев В.М. 411
Григорьева И.Ю. 91
Громозова Е.Н. 357
Губченко В.М. 119
Данилова О.А. 427
Демидов М.Л. 411
Дергачёв В.А. 39, 123, 129, 255, 327
Дивлекеев М.И. 133
Дмитриев П.Б. 129
Дормидонтов Д.В. 407, 411
Егоров Я.И. 435
Елфимова Е. 451
Ерофеев Д.В. 137
Ефремов В.И. 141
Загайнова Ю.С. 145, 149
Зайцев В.В. 153
Золотова Н.В. 157
Иванов В.Г. 161, 279, 283
Иванов Е.В. 165
Иванов Е.Ф. 91
Ихсанов Р.Н. 169
Ишков В.Н. 173
Кавтрев С.С. 23
Калинин А.А. 177
Каллунки Ю. 373
Кальтман Т.И. 181, 185, 189
Кануников И.Е. 191
Караханян А.А. 195
Касинский В.В. 197, 201
Кацова М.М. 205
Кашапова Л.К. 211
Ким И.С. 31, 215, 345, 403
Киричек Е.А. 385
Kirov B. 99, 219
Кирпичев Р.В. 407, 411, 415
Киселев Б.В. 191, 223
Князева И.С. 227
Коваль А.Н. 211
Ковылова Е.Г. 235
Коломиец С.Н. 369, 415
Комендант В.Г. 231
Константинов А.Н. 235
Контарь Э.П. 307, 377

- Копылова Ю.Г.* 447
Коржавин А.Н. 181, 189
Костюченко И.Г. 239
Котов В.А. 443
Кочанов А.А. 185
Кошкин Н.И. 231
Крамынин А.П. 243
Кудрявцев И.В. 247, 255, 267, 327
Кудрявцева А.В. 251
Кузнецов С.А. 303
Кулешова А.И. 255, 311
Куприянова Е.Г. 259
Леора С.Н. 113
Лившиц М.А. 91
Лисин Д.В. 215
Лубышев Б.И. 251
Лукашенко А.Т. 83, 263
Макаренко Н.Г. 87, 227, 431
Максимов В.П. 185, 251
Мельников В.Ф. 247, 259, 267, 303, 439
Мерзляков В.Л. 271, 275
Мешалкина Н.С. 211
Милецкий Е.В. 161, 279, 283
Минасянц Г.С. 287
Минасянц Т.М. 287
Михалина Ф.А. 243
Михаляев Б.Б. 291, 295
Можаровский С.Г. 299
Молодых С.И. 195
Моргачев А.С. 303, 377
Моторина Г.Г. 307, 377
Мышьяков И.И. 185
Нагнибеда В.Г. 377
Наговицын Ю.А. 99, 255, 283, 311, 315, 327
Накаряков В.М. 35
Насонова Л.П. 215
Никанорова И.Н. 95
Никольская К.И. 319
Никольский Г.А. 27
Ныммик Р.А. 39
Обридко В.Н. 149, 219, 357
Обухов А.Г. 251
Огурцов М.Г. 71, 75, 255, 323, 327
Опейкина Л.В. 15
Орешина А.В. 331
Осипова А.А. 315
Осокин А.Р. 403
Остряков В.М. 327, 335
Парфиненко Л.Д. 141
Пархоменко А.В. 415
Паршина С.С. 357
Пащенко М.П. 411
Певцов А. 315
Петерова Н.Г. 419
Пещеров В.С. 411
Подгорный А.И. 339
Подгорный И.М. 339
Понявин Д.И. 157
Понявин Ю.Д. 47
Попов В.В. 345
Попова Е.П. 349
Порфирьева Г.А. 353
Просовецкий Д.В. 185
Рагульская М.В. 357
Риехокайнен А. 373
Рощина Е.М. 361
Руденчик Е.А. 357
Рябов М.И. 231, 365
Самсонов С.Н. 357
Сарычев А.П. 361
Свидский П.М. 411
Сдобнов В.Е. 427
Скорбеж Н.Н. 369, 415
Смирнова В.В. 373, 377
Соловьев А.А. 141, 373, 381, 385
Сотникова Р.Т. 391, 395
Старкова Л.И. 275
Степанов А.В. 447
Стрекалова П.В. 377
Струминский А.Б. 399
Сухарев А.Л. 231
Суюнова Э.З. 403
Тавастшерна К.С. 169
Тлатов А.Г. 15, 369, 407, 411, 415

Глатова К.А. 67
Топчило Н.А. 419
Тохчукова С.Х. 181, 185, 189
Тягун Н.Ф. 423
Тясто М.И. 79, 427
Уртъев Ф.А. 87, 431
Файништейн В.Г. 149, 435
Филатов Л.В. 494
Ханейчук В.И. 443, 443
Хлыстов А.И. 459
Цап Ю.Т. 211, 377, 443, 447
Чариков Ю.Е. 247, 267, 451, 455
Шабалин А.Н. 451, 455
Шибасаки К. 259
Шибата К. 259
Шрамко А.Д. 407, 411, 415
Юхина Н.А. 349
Якунина Г.В. 55, 59, 353

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Абдусаматов Х.И. Долговременный отрицательный среднегодовой энергетический баланс Земли приведёт к малому ледниковому периоду	3
Абдусаматов Х.И. Мощность 11-летнего солнечного цикла и ее зависимость от продолжительности цикла	7
Абраменко В.И. Возможности прогноза вспышечной активности по спектрам мощности магнитных полей активных областей	11
Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В., Тлатов А.Г. Динамика микроволновых источников над нейтральной линией и магнитографических параметров солнечных пятен как прогностический фактор больших вспышек	15
Авакян С.В., Баранова Л.А. Возможности средне-долгосрочных прогнозов погоды с учетом солнечно-геомагнитной активности	19
Авакян С.В., Воронин Н.А., Кавтрев С.С. Закономерности отклика глобальной облачности на вариации солнечно-геомагнитной активности	23
Авакян С.В., Воронин Н.А., Никольский Г.А. Отклик атмосферного давления и температуры воздуха на солнечные события в октябре 2003 года	27
Алексеева И.В., Ким И.С. Магнитные параметры протуберанцев	31
Афанасьев А.Н., Накаряков В.М. Распространение нелинейных медленных магнитозвуковых волн в корональных плазменных структурах	35
Баранов Д.Г., Гагарин Ю.Ф., Дергачев В.А., Ныммик Р.А. Солнечные космические лучи в магнитосфере Земли в период 2002–2004 гг.	39
Белишева Н.К. Шпицберген – полигон для изучения психических феноменов космической погоды	43
Беневоленская Е.Е., Понявин Ю.Д. “Импульсная” природа цикла солнечной активности 24	47

Биленко И.А. Корональные выбросы массы и радиовсплески II типа в 23–24 циклах солнечной активности	51
Бруевич Е.А., Якунина Г.В. Общие тенденции в изменении величин индексов солнечной активности в конце XX – начале XXI в.	55
Бруевич Е.А., Якунина Г.В. Частотно-временной анализ рядов наблюдений индексов солнечной активности	59
Вальчук Т.Е. Геомагнитные возмущения 24 цикла и их источники в солнечном ветре – статистика и фрактальный анализ	63
Васильева В.В., Тлатова К.А. Свойства магнитных биполей в 15–24 циклах активности	67
Веретененко С.В., Огурцов М.Г. Нарушение корреляции между аномалиями нижней облачности и потоками галактических космических лучей и его возможные причины	71
Веретененко С.В., Огурцов М.Г. О возможном влиянии авроральной активности на интенсивность стратосферного циркумполярного вихря	75
Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г. Широтно-временные характеристики фотосферного магнитного поля Солнца	79
Веселовский И.С., Лукашенко А.Т. О переменном знаке потоков энергии и вещества вблизи Солнца	83
Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Уртъев Ф.А. Радиоуглеродная версия 11-летних вариаций межпланетного магнитного поля с 1250 года	87
Выборнов В.И., Григорьева И.Ю., Лившиц М.А., Иванов Е.Ф. Возникновение жесткого рентгеновского излучения при слабых нестационарных процессах в активных областях	91
Галкин В.Д., Никанорова И.Н. Солнечная активность и атмосферный водяной пар	95
Georgieva K., Nagovitsyn Yu., Kirov B. Solar magnetic fields and terrestrial climate	99
Голубчина О.А. Анализ физических характеристик корональных дыр в микроволновом диапазоне	105

Горшков А.Б., Батулин В.А. Область диффузионного овершутинга под конвективной зоной Солнца	109
Гриб С.А., Леора С.Н. Магнитные облака и магнитные дыры как типичные МГД структуры в солнечном ветре	113
Губченко В.М. К кинетическому описанию расширяющихся горячих плазменных корон	119
Дергачев В.А. Межледниковые интервалы последнего миллиона лет и продолжительность текущего межледниковья	123
Дергачев В.А., Дмитриев П.Б. Орбитальная цикличность в изменении климата последних трех миллионов лет	129
Дивлекеев М.И. Активность Солнца в период переполюсовки магнитного поля	133
Ерофеев Д.В. Долготная структура солнечной активности: регулярное и стохастическое поведение	137
Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Выявление на Солнце пространственных структур крупнее супергрануляции	141
Загайнова Ю.С. Новый метод исправления спектров за рассеянный свет в исследованиях свойств солнечных пятен	145
Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Обридко В.Н. Сравнение параметров магнитного поля в ведущих и замыкающих солнечных пятнах и свойств атмосферы над ними	149
Зайцев В.В. Ультратонкие магнитные структуры в хромосфере	153
Золотова Н.В., Понявин Д.И. О правиле Гневышева-Оля и его нарушениях	157
Иванов В.Г., Милецкий Е.В. Особенности пространственного распределения пятен в солнечном цикле и модель динамо в тонком слое	161

Иванов Е.В.

Об изменении характера связи корональных выбросов массы с соответствующими рентгеновскими вспышками в течение 11-летнего цикла солнечной активности 165

Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.

Широтно-временная эволюция корональных дыр в 21–23 солнечных циклах 169

Ишков В.Н.

Вспышечная активность солнечных циклов переходных периодов – солнечные вспышечные суперсобытия 173

Калинин А.А.

Параметры плазмы активного протуберанца 29 марта 2006 года, определенные по УФ затменному спектру 177

Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., Тохчукова С.Х.

Эволюция микроволнового излучения вспышки M1.1 по наблюдениям на РАТАН-600 181

Кальтман Т.И., Кочанов А.А., Мышьяков И.И., Максимов В.П., Просовецкий Д.В., Тохчукова С.Х.

Наблюдения и моделирование пространственного распределения и спектра микроволнового излучения активной области NOAA 11734 185

Кальтман Т.И., Тохчукова С.Х., Богод В.М., Коржавин А.Н.

Микроволновые наблюдения инверсии знака круговой поляризации излучения активных областей 189

Кануников И.Е., Киселев Б.В.

Исследование влияния геомагнитной активности на ЭЭГ человека методом рекуррентных диаграмм 191

Караханян А.А., Молодых С.И.

Динамика вертикального профиля температуры внетропических циклонов в минимуме солнечной активности 195

Касинский В.В.

Быстрые вариации дифференциального вращения хромосферы Солнца (1979–1991) 197

Касинский В.В.

Пространственная анизотропия хромосферных вспышек в системе координат пятен и векторные диаграммы «бабочек» в 11-летних циклах Солнца 201

Кацова М.М., Бондарь Н.И.

Звёзды в эпоху формирования активности солнечного типа 205

Кашанова Л.К., Мешалкина Н.С., Бабин А.Н., Коваль А.Н., Цап Ю.Т. О природе излучения солнечной вспышки 9 августа 2011 года	211
Ким И.С., Бугаенко О.И., Лусин Д.В., Насонова Л.П. Регистрация К-короны в диапазоне $< 1.4 R_{\odot}$	215
Kirov B., Asenovski S., Georgieva K., Obridko V.N. What causes geomagnetic activity during sunspot minimum?	219
Киселев Б.В. Поиск хаотичности и детерминизма в индексах аномалии приземной температуры	223
Князева И.С., Макаренко Н.Г. Анализ НМІ магнитограмм методами вычислительной топологии	227
Комендант В.Г., Кошкин Н.И., Рябов М.И., Сухарев А.Л. Определение структуры воздействия проявлений космической погоды на верхнюю атмосферу Земли по данным торможения ИСЗ	231
Константинов А.Н., Ковылова Е.Г. Вероятность импульсного события в радиоуглеродном ряду в VIII–XI веках	235
Костюченко И.Г., Беневоленская Е.Е. Закономерности долготного распределения солнечных пятен в последних 13 минимумах солнечной активности	239
Крамынин А.П., Михалина Ф.А. О продолжительности 11-летних циклов солнечной активности	243
Кудрявцев И.В., Мельников В.Ф., Чариков Ю.Е. Особенности угловой зависимости степени поляризации жесткого рентгеновского излучения из различных частей вспышечной магнитной петли	247
Кудрявцева А.В., Лубышев Б.И., Максимов В.П., Обухов А.Г. Уточнение границ и удаление разрывов при оконтуривании слабо-контрастных образований на Солнце	251
Кулешова А.И., Дергачёв В.А., Кудрявцев И.В., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г. Возможное влияние климатических факторов на реконструкцию скорости генерации космогенного изотопа ^{14}C в атмосфере Земли и солнечная активность в прошлые эпохи	255
Куприянова Е.Г., Мельников В.Ф., Шибата К., Шибасаки К. Вынужденные осцилляции вспышечной корональной петли с минутным периодом	259

Лукашенко А.Т., Веселовский И.С. О геометрии потенциального магнитного поля в окрестностях нулевых точек 2-го и высших порядков	263
Мельников В.Ф., Чариков Ю.Е., Кудрявцев И.В. Направленность жесткого рентгеновского излучения из различных частей вспышечной петли	267
Мерзляков В.Л. Магнитный источник активной области с протуберанцем	271
Мерзляков В.Л., Старкова Л.И. Долготная неоднородность генерации магнитного поля Солнца	275
Милецкий Е.В., Иванов В.Г. Амплитудно-временные взаимосвязи на различных широтах в 11-летнем цикле солнечной активности	279
Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А. Переполюсовки солнечного полярного магнитного поля, амплитуды 11-летних циклов и особые точки в вариациях пятенных широтных характеристик	283
Минасянц Г.С., Минасянц Т.М. Свойства развития потоков частиц солнечных космических лучей	287
Михаляев Б.Б., Бембитов Д.Б. Резонансное возбуждение радиальных колебаний в корональных петлях	291
Михаляев Б.Б., Веселовский И.С., Бембитов Д.Б. Взаимодействие волновых и конвективных возмущений в солнечной короне	295
Можаровский С.Г. О влиянии градиентов магнитного поля и лучевой скорости на эффективные высоты отклика крыльев спектральных линий	299
Моргачев А.С., Кузнецов С.А., Мельников В.Ф. Анализ распределения степени поляризации вдоль солнечных вспышечных петель в событии 19 июля 2012	303
Моторина Г.Г., Контарь Э.П. Дифференциальная мера эмиссии, полученная в результате комбинирования RHESSI, SDO/AIA наблюдений	307
Наговицын Ю.А., Кулешова А.И. Северо-южная асимметрия солнечной активности на длительной временной шкале	311

Наговицын Ю.А., Певцов А., Осипова А.А. Магнитное поле и площадь солнечных пятен	315
Никольская К.И. Концепция: “Солнечная корона – источник солнечного ветра” в свете современных наблюдений	319
Огурцов М.Г. Трёхвековой солнечный цикл	323
Огурцов М.Г., Дергачев В.А., Кудрявцев И.В., Наговицын Ю.А., Остряков В.М. О возможном вкладе вариаций приземной температуры в концентрацию радиоуглерода в атмосфере Земли	327
Орешина А.В., Батулин В.А., Горшков А.Б. Эволюция конвективной зоны и содержания лития на Солнце	331
Ostryakov V.M. On the possibility of measurement of the pitch-angle diffusion coefficient at $\theta \sim 90^\circ$	335
Подгорный И.М., Подгорный А.И. Ускорение и распространение солнечных космических лучей	339
Попов В.В., Ким И.С. Наблюдательные проявления электрических токов в К-короне	345
Попова Е.П., Юхина Н.А. Уравнение Гамильтона-Якоби для двухмерной модели альфа-омега динамо с меридиональной циркуляцией	349
Порфирьева Г.А., Якунина Г.В. Выбросы горячей плазмы во время вспышек на Солнце по наблюдениям на SDO	353
Рагульская М.В., Обридко В.Н., Руденчик Е.А., Громозова Е.Н., Самсонов С.Н., Паршина С.С. Нестандартные особенности 23–24 циклов солнечной активности и биосферные процессы: смена адаптационной реакции биообъектов различных уровней организации в 2004–2006 годах	357
Рощина Е.М., Сарычев А.П. Предварительный прогноз 25-го цикла солнечной активности	361
Рябов М.И. Активность северного и южного полушарий как основа проявления солнечного цикла	365

Скорбеж Н.Н., Коломиец С.Н., Тлатов А.Г. Характеристики свойств отдельных солнечных пятен в период 1923–1964	369
Смирнова В.В., Соловьев А.А., Риехокайнен А., Каллунки Ю. Временные задержки длинных квазипериодических вариаций потока миллиметрового радиоизлучения АО относительно вариаций напряженности магнитных полей солнечных пятен	373
Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Моргачев А.С., Моторина Г.Г., Контарь Е.П., Нагнибеда В.Г., Стрекалова П.В. Суб-терагерцовое радиоизлучение солнечной вспышки 04.07.2012 в диапазоне 100–200 ГГц и его интерпретация	377
Соловьев А.А. Трехпоточковая модель магнитной структуры солнечных пятен	381
Соловьев А.А., Киричек Е.А. Магнитогидростатика активных солнечных образований	385
Сотникова Р.Т. База данных рентгеновских вспышек (1–8 Å), соотносящихся с группами пятен разных классов (McIntosh)	391
Сотникова Р.Т. Продуктивность рентгеновских вспышек в группах пятен разной стадии эволюции (McIntosh)	395
Струминский А.Б., Ган В. Вспышки с жестким гамма-излучением по данным FermiGRO. В чем различия?	399
Суюнова Э.З., Ким И.С., Осокин А.Р. Ориентация плоскости линейной поляризации $H\alpha$ излучения протуберанцев	403
Тлатов А.Г., Дормидонтов Д.В., Шрамко А.Д., Киричев Р.В. Результаты наблюдений солнечной активности на патрульном телескопе-спектрогелиографе	407
Тлатов А.Г., Дормидонтов Д.В., Шрамко А.Д., Киричев Р.В., Пашенко М.П., Пещеров В.С., Григорьев В.М., Демидов М.Л., Свидский П.М. Наблюдения крупномасштабных магнитных полей Солнца на телескопе магнитографе СТОП на ГАС ГАО	411

Глатов А.Г., Кирпичев Р.В., Коломиец С.Н., Пархоменко А.В., Скорбеж Н.Н., Васильева В.В. Шрамко А.Д. Создание баз данных солнечной активности по многолетним наблюдениям отечественных обсерваторий	415
Топчило Н.А., Петерова Н.Г. Эффект Гельфрейха-Лубышева по наблюдениям активной области NOAA 11899	419
Тягун Н.Ф. О взаимосвязи ширина – интенсивность для красной корональной линии. Наблюдательные факты	423
Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е. Теоретические и экспериментальные жесткости обрезания космических лучей в период геомагнитной бури в сентябре 2005 г.	427
Уртъев Ф.А., Макаренко Н.Г. Персистентные ландшафты гауссовских полей	431
Файнштейн В.Г., Егоров Я.И. Пространственные распределения трехмерных характеристик КВМ типа гало и связанных ударных волн по данным LASCO	435
Филатов Л.В., Мельников В.Ф. Влияние радиальных колебаний вспышечной петли на характеристики гиротронного излучения	439
Ханейчук В.И., Котов В.А., Цап Ю.Т. Крымские измерения общего магнитного поля Солнца в 2004–2013 гг.	443
Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г. Накопление ускоренных электронов в корональных петлях и временные задержки нетеплового излучения солнечных вспышек	447
Чариков Ю.Е., Глобина В.И., Шабалин А.Н., Елфимова Е. Пространственная локализация процесса ускорения электронов в магнитных петлях на основе анализа спектров временных задержек жесткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках	451
Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е. Моделирование процессов распространения ускоренных электронов в солнечных вспышках	455
Хлыстов А.И. Королевские широты, закон Шперера и крутильные колебания на Солнце как проявление приливов от планет	459
Список авторов	463