

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ РАН

*ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА - 2008**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2008

Сборник содержит доклады, представленные на Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2008» (XII Пулковская конференция по физике Солнца, 7-12 июля 2008 года, Санкт-Петербург, ГАО РАН). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН, секцией «Солнце» Научного совета по астрономии РАН, секцией «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звезд» Научного совета «Солнце – Земля», при поддержке Президиума РАН, Отделения Физических Наук РАН, Российского Фонда Фундаментальных Исследований и гранта поддержки ведущих научных школ НШ-6110.2008.2. Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земных связей. В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Германии, Казахстана, Украины, Финляндии, Японии.

Оргкомитет конференции

Сопредседатели: А.В. Степанов, В.В. Зайцев

Члены оргкомитета:

В.М. Богод (*САО РАН*)
И.С. Веселовский (*НИИЯФ МГУ*)
В.А. Дергачев (*ФТИ РАН*)
Л.М. Зелёный (*ИКИ РАН*)
В.А. Коваленко (*ИСЗФ РАН*)
В.Г. Лозицкий (*Украина*)
Ю.А. Наговицын (*ГАО РАН*)
В.Н. Обридко (*ИЗМИРАН*)
О.М. Распопов (*СПбФ ИЗМИРАН*)
А.А. Соловьев (*ГАО РАН*)
К. Georgieva (*Болгария*)
D.K. Callebaut (*Бельгия*)
K. Mursula (*Финляндия*)
H. Jungner (*Финляндия*)

Ответственный редактор – Ю.А. Наговицын

Компьютерная верстка Е.Л. Терехиной

ТРЕНДЫ СОЛНЕЧНО-ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ И ГЛОБАЛЬНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ КЛИМАТА

Авакян С.В., Воронин Н.А.

*ВНЦ "Государственный оптический институт имени С.И. Вавилова",
Санкт-Петербург, Россия*

TRENDS OF SOLAR-GEOMAGNETIC ACTIVITY AND GLOBAL CLIMATE CHANGE

Avakyan S.V., Voronin N.A.

*All-Russian Scientific Center S.I. Vavilov State Optical Institute
St. Petersburg, Russia*

Введение

В [1] дан анализ остающихся проблем в солнечно-земной физике. Во-первых, до сих пор нет постоянного мониторинга (патруля) основного фактора солнечной активности – потока ионизирующего излучения Солнца в мягком рентгеновском и крайнем УФ диапазонах. Это практически приостановило продвижение исследований по солнечно-земным связям в области гелиобиокорреляций, воздействия солнечно-геомагнитной активности на погоду и климат. Такое положение усугубилось после успешного проведения многолетнего цикла измерений полного потока излучения Солнца, падающего на верхнюю границу земной атмосферы [2]. Оказалось, что его величина (TSI), мало изменяющаяся даже в пределах 11-летнего цикла, все время уменьшается после 1985 года. Еще ранее, в 1958 году был пройден также вековой максимум числа солнечных пятен. Поэтому в [2] получен, казалось бы, логичный вывод, что электромагнитная активность Солнца, тренд которой противоположен по знаку эффекту повышения температуры приземного воздуха, не является причиной глобального потепления.

Во-вторых, усиливается вызов гелиофизической науке со стороны общества. Необходимо объяснить и дать прогнозы глобальным изменениям, кризисным явлениям, увеличению в несколько раз числа природных катастроф. Это не удастся сделать в отсутствии надежных сведений по механизмам солнечно-земных связей.

В то же время, за последние десятилетия накоплен большой экспериментальный материал по солнечно-атмосферным, солнечно-погодно-климатическим и солнечно-биосферным связям. В докладе предлагается гипотеза о радиооптическом механизме этих связей. Она позволяет объяснить, как солнечно-геомагнитная активность, прежде всего, вспышки на Солнце и геомагнитные бури, влияет на погодно-климатические характеристики и биосферу, включая человека. При этом предложены пути решения энергетических проблем слабых воздействий такого влияния. Ранее нами [3, 4] уже показана возможность двойного резонанса в солнечно-биосферных связях.

Триггерный механизм солнечно-погодных связей

Основу предложенного нами радиооптического механизма составляет рассмотрение и учет новых для аэрономии и физики ионосферы, но хорошо извест-

ных в оптике плазмы атомно-молекулярных частиц, возбужденных в высокие электронные (ридберговские) состояния с главным квантовым числом $n \sim 10$ и более. Переходы между этими состояниями лежат в микроволновом диапазоне. Именно учет этих новых частиц позволяет получить и качественно новый результат в прогнозировании солнечно-земных связей.

Из-за огромной собственной энергетики погодно-климатических явлений необходимо предложить [5] неизвестный до сих пор триггерный механизм передачи возбуждения ионосферы под действием факторов солнечной и геомагнитной активности (солнечного коротковолнового излучения и корпускулярных потоков из радиационных поясов) вниз в тропосферу. В [5] обоснована такая необходимость тем, что прямое энергетическое воздействие коротковолновой (включая ионизирующий диапазон) солнечной радиации на тропосферу невозможно, как невозможно и воздействие корпускул – электронов из радиационных поясов и солнечных протонов. Это определяется тем, что указанные потоки не доходят до тропосферы, поглощаясь обычно значительно выше, и поэтому должен существовать какой-то механизм передачи воздействия коротковолнового и корпускулярного излучений на мезосферу и термосферу вниз в тропосферу. Действительно, в работе [6] и цитируемых там работах обнаружен механизм воздействия роста солнечной активности на погодные характеристики во время геомагнитных возмущений за счет известного Форбуш-эффекта понижения интенсивности галактических космических лучей. Однако в этой работе неоднократно отмечены факты влияния на погодные характеристики, в первую очередь облачность, и солнечных вспышек, которые примерно на двое суток опережают геомагнитное возмущение – магнитную бурю. Эффект от вспышечного увеличения величины потока в УФ (и рентгеновском) диапазоне фиксируется уже через несколько часов после вспышки на Солнце.

Нами предлагается новое решение этой проблемы через введение "трехступенчатого триггера". Первая ступень (стадия) – преобразование в ионосфере энергетических факторов солнечной (усиленного потока коротковолнового излучения) и геомагнитной (высыпающихся корпускул из радиационных поясов) активностей в поток микроволн, проникающий в тропосфере до самой земной поверхности. Это является напрямую триггером – "спусковым, инициирующим" механизмом, так как именно в эту стадию возникает прямая информационная связь верхней атмосферы и всей тропосферы, что ранее в солнечно-земных связях не принималось во внимание. Вторая ступень – регулирование ионосферным микроволновым излучением скоростей образования и разрушения водных кластерных ионов на высотах действия конденсационного механизма с инициированием генерации облачных и аэрозольных слоев в нижней атмосфере. Наконец, третья ступень – очевидная роль в погодно-климатических явлениях образованных облаков и аэрозольных слоев через поглощение и отражение ими определенной части потока лучистой энергии Солнца и теплового потока от подстилающей поверхности. Известно, что образование оптически тонких облаков верхнего яруса приводит к разогреву приземного воздуха [7]. По многочисленным расчетам [6] достаточно 6%-го ослабления потока лучистой энергии Солнца за счет отражения и поглощения в слое на высотах в несколько км, чтобы объяснить наблюдаемый вклад солнечной и геомагнитной активностей в погодные явления.

Подчеркнем, что все ступени предложенного механизма имеют экспериментальное подтверждение:

- микроволновое излучение ионосферы, усиливающееся во время солнечных и магнитных бурь, обнаружено в работах [8, 9];
- регулирование влажности на высотах более трех км микроволновым излучением Солнца и солнечными вспышками зарегистрировано [10, 11];
- непосредственное влияние как солнечных вспышек, так и магнитных бурь на общую облачность четко фиксируется [12, 13, 14].

Наш вклад состоит как в определении механизма генерации ионосферного микроволнового излучения в переходах между высоковозбужденными (ридберговскими) состояниями, так и в привлечении известных из физики атомных столкновений процессов диссоциации и ассоциации комплексных ионов через промежуточные ридберговские уровни. Основной характеристикой ридберговских уровней, влияющей на скорость рассматриваемых элементарных процессов, является орбитальный момент, величина которого может изменяться при поглощении квантов микроволнового излучения из ионосферы.

Рассмотрим теперь результаты наблюдений в переломе знака, характерного для ряда трендов в последние несколько десятилетий. Они могут свидетельствовать об окончании периода вклада природного – солнечного компонента – в регистрируемое глобальное потепление климата в ближайший период. Так, содержание паров воды в столбе атмосферы по данным высокогорных и баллонных измерений непрерывно возрастало с 50-х годов 20 века (как и метана) по 2000-2001 годы, а теперь падает. Лишь содержание озона в эти же десятилетия непрерывно уменьшалось, что привело к увеличению потока эритемной составляющей облученности.

Следовательно, можно полагать, что климатическая ситуация в последние десятилетия (в эпоху глобального потепления) в рамках предложенного радиооптического триггерного механизма солнечно-погодных связей определялась прохождением в середине 1980-х годов вековых (околостолетнего и околодвухсот-

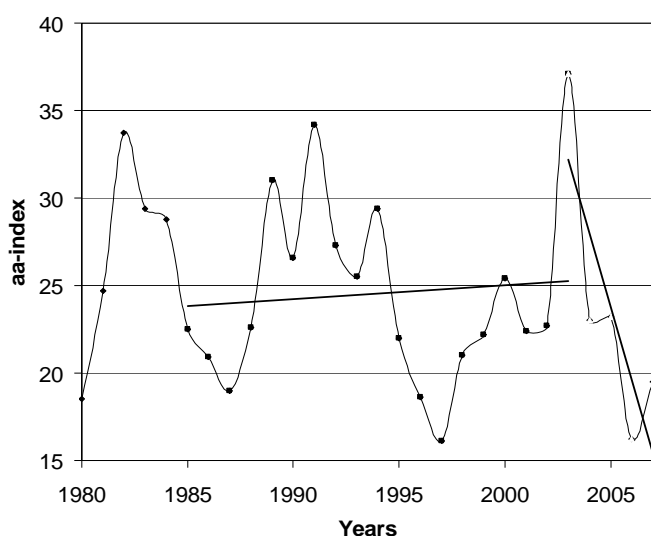


Рис. 1. Тренды aa-индекса геомагнитной активности до и после 2003 года.

(интегральный) поток солнечного излучения начал уменьшаться с одновременным ослаблением потока ионизирующего (рентгеновского и крайнего УФ) излучения [2]. Но геомагнитная активность (по общепринятому aa-индексу) продолжала возрастать до 2003 года, рис.1. Это возрастание (+0,3% в год) только с 2003 года сменилось спадом (-5,7% в год), что с учетом суммирования вклада солнечной и геомагнитной активности в генерацию микроволнового ионосферного излучения сместило срок перелома в атмосфер-

ных трендах к 2000/2001 гг. Возникающее при этом уменьшение роли радиооптического триггерного механизма в образовании облаков и аэрозольных слоев в атмосфере должно привести к уменьшению общей облачности за счет перистых облаков. Ведь очевидно, что такой тонкий механизм, как регулирование скоростью реакций диссоциации и ассоциации кластерных ионов, относится к зарождающимся, оптически тонким облакам, вне устойчивых циклонических образований. Для оптически толстых облаков требуется гораздо большая энергетика и другие времена эволюции, чем сравнительно короткие всплески потоков при солнечных вспышках и магнитных бурях.

В рамках радиооптического трехступенчатого триггерного механизма понятно отсутствие вклада 11-летней цикличности СА на температуру приземного слоя атмосферы. Сглаживание происходит из-за воздействия основного фактора геомагнитной активности – высыпающихся потоков – на интенсивность этого излучения. А максимум геомагнитной активности запаздывает от максимума солнечной на 3-4 года.

При рассмотрении причин глобального повышения температуры приземного воздуха, наблюдающегося последние несколько десятков лет, принято указывать на вклад парникового эффекта на газах промышленных выбросов. Нами предлагается обратить внимание на новую антропогенную составляющую: воздействие мощных радиопередатчиков (навигационных и связных) на частицы радиационных поясов Земли. Эта антропогенная составляющая воздействует, прежде всего, на электроны внутреннего и внешнего радиационных поясов на циклотронных частотах, т.е. частотах ларморовского вращения этих электронов. Значения таких частот лежат в очень низкочастотном (ОНЧ) диапазоне: от единиц до двух-трех десятков килогерц. Наземные передатчики такой частоты имеют мощности до 1 МВт, что вызывает стимулированные высыпания, создающие эмиссионное свечение верхней атмосферы и ионосферы над передатчиком. Т. о., стимулированные ОНЧ передатчиками высыпания здесь предлагается рассматривать как антропогенный аналог полярного сияния в период магнитной бури.

Тогда следует сделать очень важный для современной эпохи изменения климата вывод об антропогенной составляющей глобального потепления, а также о причинах регистрируемого последние десятилетия непрерывного увеличения количества циклонов. (Действительно, с 1970 по 1992 гг. наблюдалось 192 циклона, а в следующие 10 лет – 162 [15, 16]). Эта вводимая нами в рассмотрение новая антропогенная составляющая обусловлена ростом числа и мощности ОНЧ радиопередатчиков на земном шаре и особенно в районах побережья, где наблюдается повышенный циклогенез. Так, результаты недавних измерений на спутнике DEMETER [17, 18] подтверждают очень высокую степень возмущения радиационных поясов и самой ионосферы в ночные часы над зоной работы ОНЧ передатчиков как в Северном полушарии (например, передатчик NAA в США), так и в Южном (передатчик NWC в Австралии). Каждый раз наблюдаются и возмущения меньшей величины в магнитно-сопряженной области. В соответствии с нашими расчетами [19], скорость оптического возбуждения ионосферы в сопряженной точке, а, следовательно, и генерация микроволнового излучения с ридберговских состояний составляет около 10% от эффекта в месте воздействия передатчика. Интенсивность высыпаний соответствует главной фазе геомагнитных бурь. Действи-

тельно, согласно [20, 21], возрастания потоков электронов, высыпающих из радиационных поясов на средние широты, происходит в периоды по 2-3 ч в главную и восстановительную фазы при энергиях, больших 2,5 и 25 кэВ, как минимум в 300 раз. Но именно такие усиления высыпаний электронов, стимулированные работой ОНЧ передатчика как раз и регистрируются по данным спутника DEMETER [17], причем и на более низких широтах. Эксперимент [17] показал также, что стимулированные высыпания сильно коррелируют с уровнем геомагнитной возмущенности. Регистрируемые спутником DEMETER потоки на порядки превышают уровни, представленные по данным спутника «Ореол-2» для той же энергии электронов в работе [22] для дискретных форм полярных сияний.

Следовательно, в соответствии с результатами наших исследований, такие стимулированные высыпания электронов в ионосферу должны вести к возбуждению ридберговских состояний с последующим излучением потока микроволновой радиации с интенсивностью вплоть до $10^{-12} - 10^{-11}$ Вт см⁻² [4]. Необходимо указать на недостаток количественной информации о спектрах высыпающих электронов при воздействии различных ОНЧ передатчиков, что ограничивает энергетические оценки. Но радио вообще, а ОНЧ передатчики в частности – продукт индустриальной эпохи 20-го века, века глобального потепления. Поэтому следует, по-видимому, учитывать географию и режим работы мощных радиопередатчиков при изучении солнечно-погодных и солнечно-климатических явлений.

Заключение

Итак, в работе предложен единый физический механизм воздействия как гелиогеофизических факторов, так и антропогенного влияния на радиационные пояса Земли. В последнем случае это воздействие осуществляется через изменение питч-угла частиц радиационных поясов, в основном электронов, ОНЧ радиоизлучениями (на частотах ларморовского вращения) от различных источников: мощных радиопередатчиков, запусков ракет, промышленной деятельности. Имеются и мощные естественные компактные источники (грозовые поля, очаги землетрясений), что необходимо учитывать при изучении локального вклада природной компоненты солнечно-атмосферных связей.

Литература

1. *Авакян С.В.* Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. 48. 4. 1-8.
2. *Lockwood M., Frohlich C.* Recent oppositely directed trends in solar climate forcings and the global mean surface air temperature // Proc. Roy. Soc. A. 2007. 14 p.
3. *Авакян С.В.* Микроволновое излучение ионосферы как фактор воздействия солнечных вспышек и геомагнитных бурь на биосистемы // Оптический журнал, 2005, Т. 72, № 8, С. 41-48.
4. *Авакян С.В., Воронин Н.А.* Возможные механизмы влияния гелиогеофизической активности на биосферу и погоду // Оптич. журн. Т. 73. № 4. С. 78-83. 2006.
5. *Авдюшин С.И., Данилов А.Д.* Солнце, погода и климат: сегодняшний взгляд на проблему (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 40. № 5. С. 3-14. 2000.
6. *Пудовкин М.И., Распопов О.М.* Механизм воздействия солнечной активности на состояние нижней атмосферы и метеопараметры (Обзор) // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 32, № 3. С. 1-22. 1992.

7. Kirkby J., Laaksonen A. Solar variability and clouds // Space Sci. Rev. 2000. V.94. 1/2. P.397-403.
8. Forsyth P.A., Petrie W., Currie B.W. On the origin of the centimeter radiation from the polar aurora // Can. J. of Research, 1950, V. 28, ser. A, No. 3, P. 324-325.
9. Бондарь Л.Н., Стрежнева К.М., Троицкий В.С. Спорадическое радиоизлучение фона, солнечная активность и полярные сияния // Астроном. вест. Т. 9. № 4. С. 210-217. 1975.
10. Крауклис В.Л., Никольский Г.А., Сафронова М.М., Шульц Э.О. Об условиях возникновения аномальных особенностей аэрозольного ослабления ультрафиолетового излучения при высокой прозрачности атмосферы // Оптика атмосферы, 1990, Т. 3, № 3, С. 227-241.
11. Никольский Г.А., Шульц Э.О. Спектрально-временные вариации остаточного ослабления в ближней ультрафиолетовой области спектра // Оптика атмосферы, 1991, Т. 4, № 9, С. 961-966.
12. Дмитриев А.А., Ломакина Т.Ю. Облачность и рентгеновское излучение космоса // Эффекты солнечной активности в нижней атмосфере / Под ред. Л.Р.Ракиповой. Л.: Гидрометеиздат, С. 70-77. 1977.
13. Веретененко С.В., Пудовкин М.И. Эффекты форбуш-понижений галактических космических лучей в вариациях общей облачности // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 4. С. 38-44. 1994.
14. Веретененко С.В., Пудовкин М.И. Вариации общей облачности в ходе всплесков солнечных космических лучей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 36. № 1. С. 153-156. 1996.
15. Иванов К.Г. Корреляция между тропическими циклонами и магнитными бурями в 23-м цикле солнечной активности // Геомагн. и аэрономия. 2007. Т. 47. №3. С. 394-398.
16. Голицын Г.С. Статистика и энергетика тропических циклонов // Докл. РАН. 1997. Т. 354. № 4. С. 535–538.
17. Sauvaud, J. Maggiolo A.R., Jacquy C., Parrot M., Berthelier J.-J., Gamble R.J., and Rodger C.J. Radiation belt electron precipitation due to VLF transmitters: Satellite observations // Geophys. Res. Lett. 2008. V. 35. L09101. doi:10.1029/2008GL033194.
18. Parrot, M., Sauvaud J.A., Berthelier J.J., and Lebreton J.P. First in-situ observations of strong ionospheric perturbations generated by a powerful VLF ground-based transmitter // Geophys. Res. Lett. 2007. V. 34. L11111.
19. Авакян С.В. Воздействие на оптику верхней атмосферы импульсного источника рентгеновского излучения с учетом эффекта Оже // Оптический журнал. Т.68. №4. С. 5-11.
20. Авакян С.В., Болгарцева М.П., Ефремов А.И., Кринберг И.А., Кулаков А.П., Петров В.С., Подмошенский А.Л., Прибыловский И.М., Сазонов Г.В. Шаулин Ю.Н. Потоки электронов во время магнитной бури 14-15 декабря 1970 г. по данным ИСЗ «Космос-381» // Исследования по геомагнетизму и аэрономии. 1974. Вып. 32. С. 158-161.
21. Авакян С.В., Вдовин А.И., Пустарнаков В.Ф. Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве. Справочник / СПб.: Гидрометеиздат. 1994. 501 с.
22. Вальчук Т.Е., Гальперин Ю.И., Кранье Ж., Николаенко Л.М., Сого Ж.-А., Фельдштейн Я.И. Диффузная авроральная зона. IV. Широтная картина высыпания авроральных частиц в ионосферу и структура плазменного слоя в хвосте магнитосферы // Космические исследования. 1979. Т. 17. № 4. с. 559-579.

СВОЙСТВА ДВУХ МОД ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Бадалян О.Г.

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн, РАН,
142190 Троицк, Московская обл, Россия, badalyan@izmiran.troitsk.ru*

PROPERTIES OF TWO MODES IN THE CORONAL DIFFERENTIAL ROTATION

Badalyan O.G.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
142190 Troitsk, Russia, badalyan@izmiran.troitsk.ru*

Abstract

The differential rotation of the solar corona is studied by analyzing the brightness of the coronal green line Fe XIV 530.3 nm for 5.5 activity cycles. The observed rotation rate of the corona is treated as a superposition of two modes: the fast and slow ones. A method is proposed for dividing the initial database into two sets of data corresponding to two modes of the coronal differential rotation. The first set is obtained by averaging the initial set of data over six successive Carrington rotations and represents the long-lived large-scale coronal features. The coronal rotation characteristics obtained from this data set coincides with the parameters of the fast mode derived earlier from the initial data. The synodic period of this mode is 27 days at the equator and increases slowly with latitude to become a little more than 28 days at high latitudes. The second set is the difference between the initial and averaged data series. These data correspond to the relatively fast variable component of the corona and yields slow rotation with a synodic period of about 34 days. This coincides with the rotation period of the high-latitude corona estimated from the polar faculae. It can be suggested that coronal features relevant to the fast mode are characterized by magnetic fields with a typical scale of large complexes of activity. The slow mode may be represented by the features characterized by weak small-scale magnetic fields.

Введение

Исследование дифференциального вращения Солнца в настоящее время получило новый импульс. Это связано с быстрым развитием новых областей наблюдательной астрофизики – гелиосейсмологии и изучения вращения поверхностных образований на звездах. Выводы, получаемые в этих областях, стимулируют дальнейший интерес к более детальному изучению характеристик вращения Солнца на различных уровнях от фотосферы до короны. С другой стороны, наблюдательные данные о дифференциальном вращении Солнца способствуют проверке гелиосейсмологических моделей, изучению свойств дифференциального вращения звезд, а также развитию представлений о механизме динамо.

В [1-3] вращение солнечной короны изучалось по данным о яркости зеленой корональной линии 530.3 нм. Нами было получено, что вращение

солнечной короны различно на ветви роста и ветви спада в цикле активности. Для объяснения этого явления в [1-3] дифференциальное вращение короны было представлено как сумма двух мод.

В данной работе показано, что не только результаты анализа можно представить в виде двух мод вращения короны, но и сам исходный ряд данных удастся разделить на два составляющих ряда, из которых один относится к быстрой моде вращения короны, а второй – к медленной.

Основные результаты

На рис. 1 слева представлены результаты спектрально-временного анализа (СВАН) данных наблюдений (см. [1]). В данной работе принята длина скользящего окна 750 дней временной сдвиг 2 месяца. На рис. 1 показаны результаты для «усредненного» цикла активности Солнца. Фаза цикла определяется как $\Phi = (\tau - m) / (M - m)$, где τ – текущий момент времени, M и m положения ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла активности. Фаза цикла равна 0 в минимуме, положительна на ветви роста цикла, отрицательна на ветви спада и составляет ± 1 в максимуме. За временной интервал 1943-2001 средняя длина цикла равна 10.4 года.

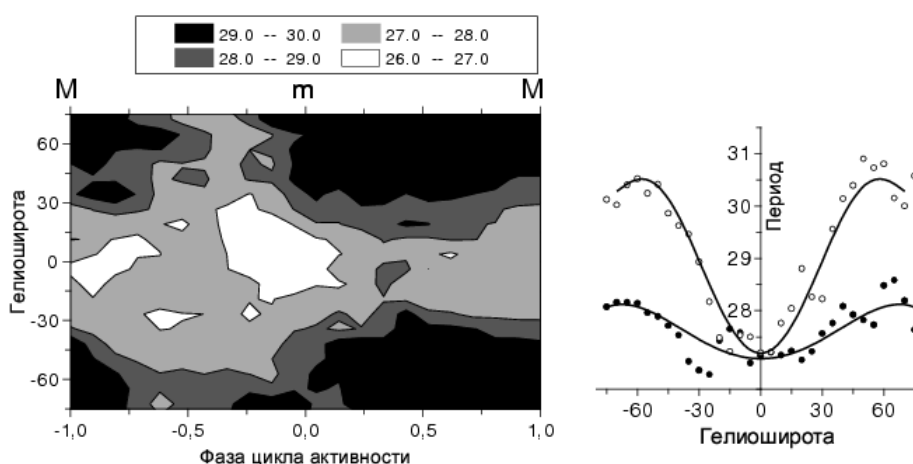


Рис. 1. Слева – карта распределения периодов вращения для «усредненного» цикла активности в зависимости от фазы. Справа – два типа вращения короны (первый тип – черные кружки и нижняя кривая, второй тип – белые кружки и верхняя кривая).

Суперпозиция двух мод с различным их вкладом в наблюдаемое вращение короны на различных фазах цикла активности приводит к существованию двух типов вращения солнечной короны – одномодового, слабо дифференциального, наблюдаемого на ветви спада, и двухмодового, имеющего выраженное дифференциальное вращение, на ветви роста в цикле активности [3]. Два типа вращения показаны справа на рис. 1. Это средние зависимости от широты периодов вращения короны для середины ветви спада в цикле активности (первый тип вращения) и для середины

ветви роста (второй тип вращения). Близкие результаты для двух типов вращения короны были получены также в [4].

Рассмотрим метод разделения исходного наблюдаемого ряда данных на две составляющие, которые соответственно представляют быструю и медленную моды вращения солнечной короны. Для построения первого из этих двух составляющих рядов использовалось усреднение данных по 6 последовательным кэррингтоновским оборотам (см. кинофильм по адресу <http://helios.izmiran.rssi.ru/hellab/Badalyan/green/>). Этот усредненный ряд относится к крупномасштабным долгоживущим областям короны. Вверху слева на рис. 2 показана СВАН-диаграмма для усредненного ряда для широты 50° северного полушария. Видно, что значимыми являются только амплитуды для периодов 26-29 дней, остальные амплитуды значительно меньше. Внизу слева показан период вращения в зависимости от времени, его среднее значение составляет 27.8 дня.

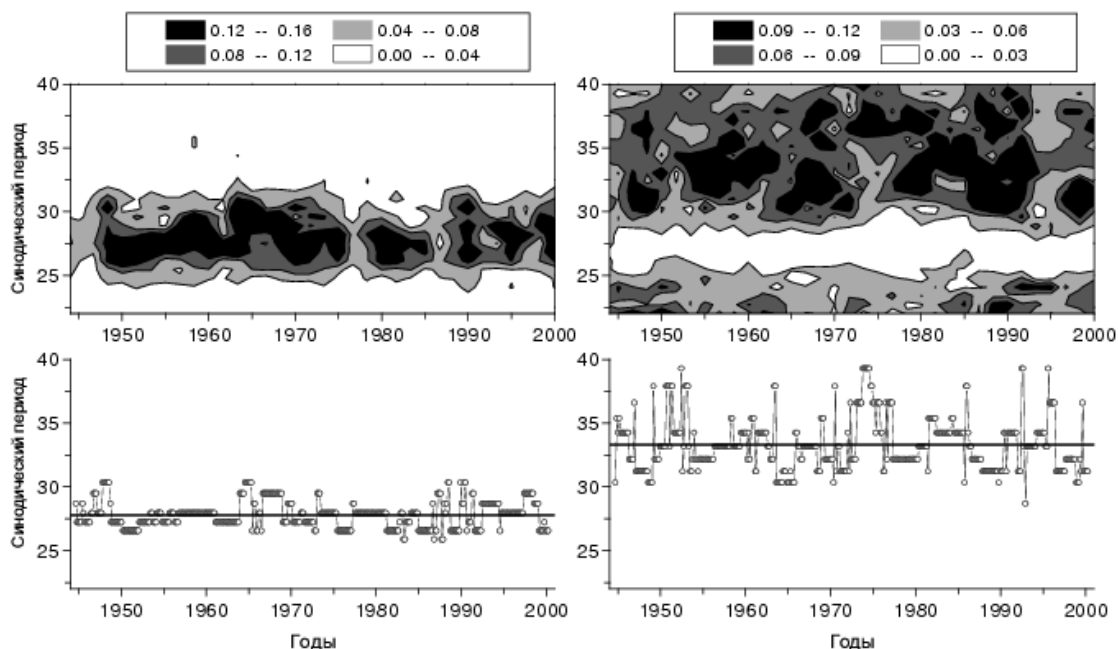


Рис. 2. Слева сверху – СВАН-диаграмма для 50° N для усредненного ряда, справа – СВАН-диаграмма для разностного ряда. Внизу – соответствующие периоды вращения.

Второй ряд является разностью между исходным и усредненным рядами. Так как при построении разностного ряда были исключены крупномасштабные долгоживущие области короны, можно полагать, что этот ряд представляют более мелкие и не длительно существующие (эфемерные) образования. СВАН-диаграмма для этого ряда для той же широты приведена справа сверху на рис. 2. Видно, что этот ряд дает медленные скорости вращения короны (33.3 дня справа внизу на рис.2). Такие скорости были получены в [5, 6] по полярным факелам. На рис. 3 слева сопоставлены периоды вращения для быстрой моды по исходному ряду и для усредненного

ряда. Справа даны периоды вращения для исходного ряда и двух составляющих (подробнее см. [7]).

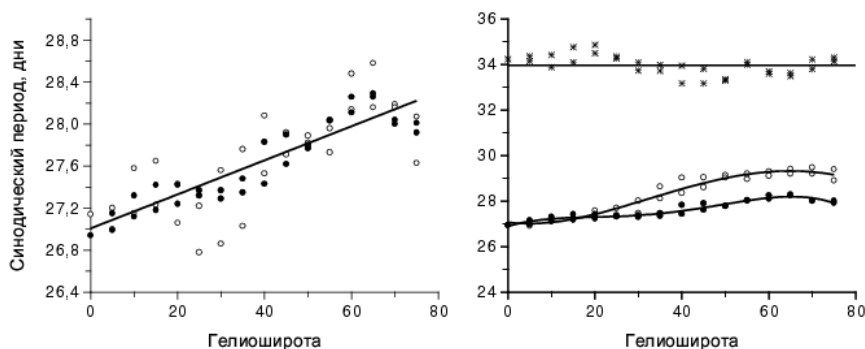


Рис. 3. Слева – периоды вращения, найденные по исходному ряду данных для быстрой моды (белые кружки) и по усредненному ряду (черные кружки). Справа – периоды вращения для исходного (в середине) и двух составляющих рядов

Заключение

Предложен метод разделения исходного ряда данных о яркости зеленой корональной линии на два составляющих ряда, из которых один относится к быстрой моде вращения короны, а второй – к медленной. Можно полагать, что объекты в короне, представляющие быструю моду, связаны с магнитными полями с характерными масштабами больших комплексов активности. Медленную моду могут представлять объекты, характеризующиеся слабыми полями малых масштабов (см. результаты, полученные в [8]).

Работа была поддержана РФФИ, проект 08-02-00070.

Литература

1. *Badalyan, Sykora* // 2005, Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso **35**, 180.
2. *Бадалян, Обридко, Сикора* // 2006, Астрон. журн. **83**, 352. *Бадалян О.Г.* Труды конф. “Солнечная активность как фактор космической погоды”, ГАО РАН, 2005, с. 251.
4. *Ихсанов Р.И., Иванов В.Г.* Труды конф. “Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизической активности”, ГАО РАН, 2007, с.185.
5. *Müller R.*: 1954, Z. Astrophys., **35**, 61.
6. *Waldmeier M.*: 1955, Z. Astrophys., **38**, 37.
7. *Бадалян О.Г.*: Астрон. ж. (в печати).
8. *Беневоленская Е.Е.*: Труды конф. “Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизической активности”, ГАО РАН, 2007, с.45.

**ДОЛГОПЕРИОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН
ПО ОДНОВРЕМЕННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ
НА РАДИОГЕЛИОГРАФЕ НОБЕЯМА И СИБИРСКОМ
СОЛНЕЧНОМ РАДИОТЕЛЕСКОПЕ**

**Бакунина И.А.¹, Абрамов-Максимов В.Е.², Лесовой С.В.³,
Кардаполова Н.Н.³, Шибасаки К.⁴, Соловьёв А.А.², Тихомиров Ю.В.¹,
Бакунин В.Л.⁵, Просовецкий Д.В.³**

¹ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород

²Главная астрономическая обсерватория РАН, Пулковое, С.-Петербург

³Институт Солнечно-Земной физики РАН, Иркутск

⁴Радиоастрономическая обсерватория Нобейма, Япония

⁵Институт Прикладной Физики РАН, Нижний Новгород

**THE LONG PERIOD OSCILLATIONS OF SUNSPOTS
BY SIMULTANEOUS OBSERVATIONS WITH NoRH AND SSRT**

**Bakunina I.A.¹, Abramov-Maximov V.E.², Lesovoy S.V.³,
Kardapolova N.N.³, Shibasaki K.⁴, Solovjev A.A.², Tikhomirov Yu.V.¹,
Bakunin V.L.⁵, Prosovetskyi D.V.³**

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

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

³Institute of Solar-Terrestrial Physics RAS SB, Irkutsk, Russia

⁴Nobeyama Solar Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan

⁵Institute of Applied Physics, RAS, Nizhny Novgorod, Russia

Abstract

In this work we present the results of study and comparison of the parameters of quasi-periodic long-term oscillations of microwave emission of large (diameter > 0.7 arcmin) sunspots as a result of simultaneous observations with two radioheliographs - NoRH (17 GHz) and Siberian Solar Radio Telescope (SSRT) (5.7 GHz) with 1 minute cadence. Radioheliographs have been working with quite large timeoverlap (about 5 hours) and have the high spatial resolution: 10 arcsec (NoRH) and 20 arcsec (SSRT). We have found that quasi-periodic long-term oscillations are surely observed at both frequencies with the periods in the range of 20 -150 min. We detected common periods for common time of observations with two radioheliographs and interpret this as the consequence of the vertical-radial quasi-periodic displacements of sunspot as a whole structure.

Исследования флуктуаций радиоизлучения Солнца, начатые в НИР-ФИ в 1964 году по инициативе и под руководством профессора М.М. Кобрина, привели к обнаружению квазипериодических компонент (КПК) с периодами от десятков секунд до сотен минут. На инструментах с малым угловым разрешением были обнаружены КПК на различных длинах волн (от миллиметровых до декаметровых), что явилось первым экспериментальным подтверждением наличия волновых движений в короне Солнца [1-3]. В результате длительных наблюдений было установлено, что при появле-

нии на Солнце активных областей флуктуации уровня сигнала на выходе радиометра увеличиваются. Такие явления наблюдались и раньше, но объяснялись только влиянием тропосферы. Последнее было исключено в наблюдениях на разных независимых радиотелескопах [2]. Таким образом, в экспериментах группы М.М. Кобриня было доказано солнечное происхождение КПК и установлена их связь с активными областями, впервые проведены одновременные наблюдения по обнаружению КПК на независимых радиометрах.

Радиогелиографы открыли новые возможности в исследовании долгопериодных колебаний с высоким пространственным разрешением [4], когда стало возможным изучать колебания отдельных пятен в рамках локальной гелиосейсмологии [5, 6].

Целью данной работы является исследование КПК микроволнового излучения отдельных солнечных пятен с использованием рядов данных, полученных при наблюдениях с высоким пространственным разрешением на радиогелиографах NoRH (17 ГГц, 10 угл. сек) и ССРТ (5,7 ГГц, 20 угл. сек). Для изучения были отобраны 11 крупных пятен в активных областях (АО) с простой структурой магнитного поля (биполярные и униполярные АО). Общее время перекрытия рядов данных NoRH и ССРТ не превышало 5 часов, что позволяет обнаруживать периоды до 120 минут. С целью исключения паразитных долгопериодных колебаний, возникающих в каналах I и V ССРТ из-за неравномерности амплитудно-частотной характеристики приемной системы, для исследования был выбран параметр $P = V/I$ (степень круговой поляризации). Кроме того, перед вычислением Фурье-спектров, вейвлет-спектров (вейвлет Morlet-6 [7]) и кросс-корреляционной функции применялся метод скользящего среднего по 9 точкам (9 минут). Для получения эквидистантного временного ряда данных ССРТ применялся метод интерполирования (скважность 1 минута). Поскольку мы регистрируем колебания на существенно двух разных частотах (высотах магнитосферы), то следует с большей вероятностью ожидать противофазные колебания P (из-за разного знака роста градиента температуры на разных высотах магнитосферы АО).

На рис. 1 представлены временные зависимости параметра P на двух частотах (17 ГГц (NoRH) – серый цвет, 5,7 ГГц (ССРТ) - чёрный цвет) для головного пятна АО 10673, наблюдавшегося 23.09.2004. Реализации получены путем скользящего усреднения наблюдательных данных по 9 точкам (9 минут) и по 50 точкам и вычетом их друг из друга. Видно, что на обеих частотах присутствуют колебания с близкими частотами. Отметим также, что колебания P на 17 ГГц имеют большую амплитуду, чем на 5, 7 ГГц. На рис. 2 представлена кросс-корреляционная функция этих же реализаций как функция временных задержек. Отметим, что коэффициент взаимной корреляции достигает - 0.75 при временных задержках от 0 до 20 минут, то есть колебания на разных частотах близки к противофазным.

На рис. 3 и 4 представлены вейвлет-спектры колебаний параметра Р для головного пятна АО 10673 в тот же день наблюдений на частотах 17 и 5.7 ГГц, соответственно (горизонтальные оси – время наблюдений в сек, вертикальные – период колебаний в сек, более интенсивный тёмный цвет означает более ярко выраженный период колебаний). На рис. 5 и 6 представлены FFT-спектры, соответственно. Из рис. 3 и 4 можно видеть, что в течение общего времени наблюдений (от 0.3×10^4 сек до 2.3×10^4 сек) выделяются три общих периода: 33, 40 и 66 минут. Период около 40 минут наиболее ярко выражен, что также видно из рис. 5 и 6.

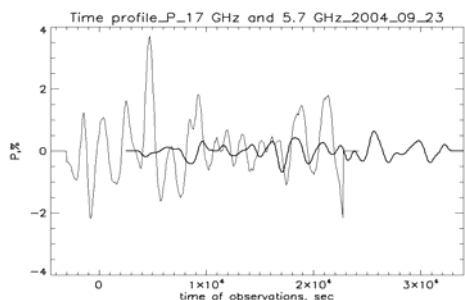


Рис. 1.

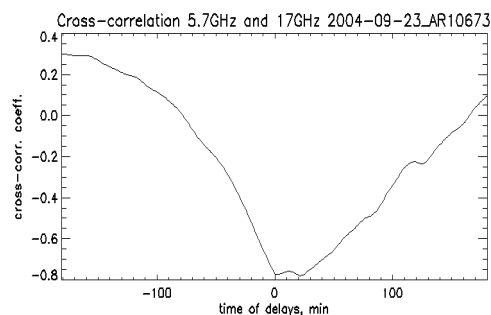


Рис. 2.

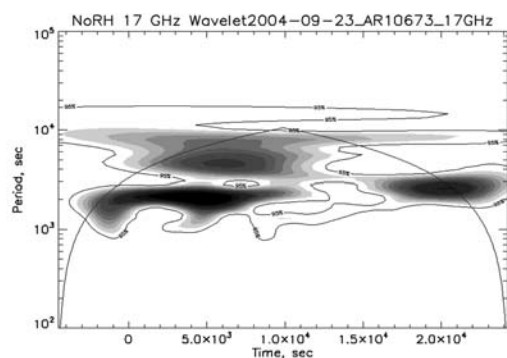


Рис. 3.

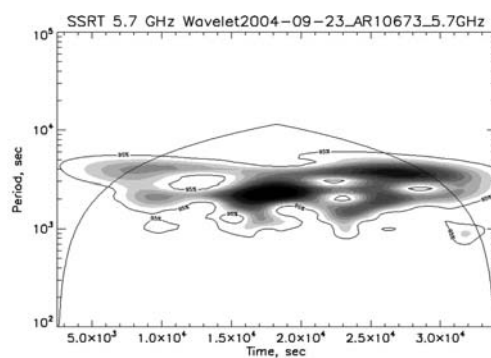


Рис. 4.

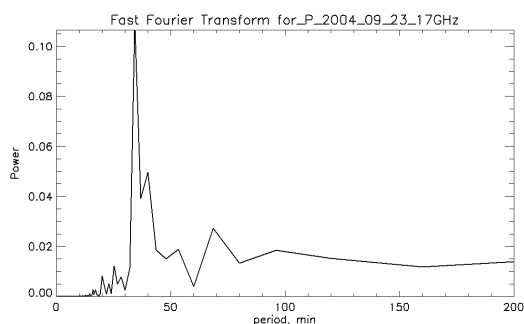


Рис. 5.

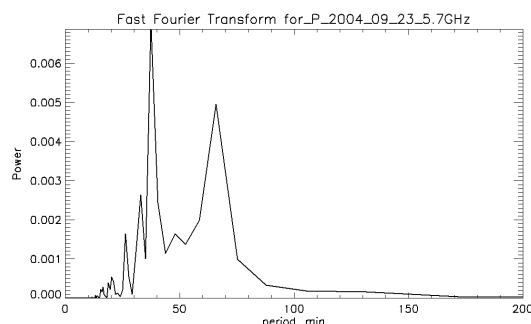


Рис. 6.

Обсуждение

Приведенный выше пример является наиболее характерным для всех 20 исследованных событий (11 пятен, 20 дней наблюдений). Во всех случаях также обнаружены наиболее выраженные общие для разных частот периоды колебаний в диапазоне 30-40 минут. Кроме того, на обеих частотах присутствуют колебания с другими периодами в диапазоне 20-150 ми-

нут. Присутствие общих периодов на разных частотах свидетельствует о наличии общего механизма модуляции радиоизлучения на высотах его генерации на этих частотах. Отметим, что таким механизмом может являться либо собственное колебания отдельной магнитной трубки, либо, наиболее вероятно, колебания «мелкого» пятна как целостной структуры [5, 6].

Для исследования колебаний были выбраны крупные пятна (диаметром не менее 0,7 угл. минуты), напряжённость магнитного поля которых выше 2000 Гс. В этом случае циклотронный механизм излучения действует как на частоте 5,7 ГГц (над фотосферой находятся второй и третий гируровни), так и на частоте 17 ГГц (над фотосферой находится третий гируровень). Как показали наши модельные расчеты [8], именно этим может быть обусловлена высокая степень поляризации и большая амплитуда колебаний на 17 ГГц, а также противофазное поведение колебаний на 17 и 5,7 ГГц.

Выводы

Впервые исследованы долгопериодные колебания микроволнового излучения солнечных пятен одновременно на двух частотах с высоким пространственным разрешением. При использовании вейвлет-, FFT- и кросс-корреляционного анализа обнаружено:

1) долгопериодные КПК уверенно наблюдаются на обеих частотах и имеют характер цугов;

2) периоды КПК наблюдаются в диапазоне 20-150 минут, но следует указать на существование и более долгопериодных колебаний, для уверенной регистрации которых не хватает времени наблюдений;

3) обнаружены общие периоды и схожие спектры для общего времени наблюдений на двух радиогелиографах, что можно интерпретировать как следствие собственных колебаний пятен.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166, 06-02-16838, 06-02-16981, 08-02-10002, а также Программы Президиума РАН № 16.

Литература

1. Юдин О.И., ДАН. 1968, т. 180, № 4, с. 821.
2. Кобрин М.М., Пахомов В.В., Дурасова М.С., Тимофеев В.В., Прокофьева Н.А., Лебедев Е.И., Лавринов Г.А., Изв. Вузов, Радиофизика, 1973, 16, №9, 1350.
3. Кобрин М.М., Phys. Solariterr., Potsdam, №2, 1976, 3-21.
4. Gelfreikh G., Nagovitsyn Yu.A, Nagovitsyna E.Yu. Publ. Astron. Soc. Japan. 2006. V. 58. P. 29-35.
5. Соловьёв А.А. Солнечные данные. 1984. No 1. с.73-78.
6. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Astrophysical Bulletin.2008.V.63.n.2.pp.169-180.
7. Torrence, C. and G.P. Compo, Bull. Amer. Meteor. Soc., 79, 61-78, 1998.
8. Бакунина И.А., Соловьёв А.А, Наговицын Ю.А., Тихомиров Ю.В., et al. Труды конференции ИНУ2007 – NISTP, Zvenigorod – 2007, в сб. "Солнечно-земная физика", ИСЗФ СО РАН, 2008 (в печати).

**МЕЖПЯТЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ
МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ С ВЫСОКИМ ДВУМЕРНЫМ
ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ НА ТРЁХ ЧАСТОТАХ**

Бакунина И.А.¹, Мельников В.Ф.¹, Шибасаки К.², Яркина Е.Ю.³

¹ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород

²Радиоастрономическая обсерватория Нобеяма, Япония

³ННГУ им. Н.И. Лобачевского

**INTERSUNSPOTS SOURCES OF MICROWAVE EMISSION FROM
OBSERVATIONS WITH HIGH TWO-DIMENSIONAL SPATIAL
RESOLUTION AT THREE FREQUENCIES**

Bakunina I.A.¹, Melnikov V.F.¹, Shibasaki K.², Yarkina E.Yu.³

¹Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

²Nobeyama Solar Radio Observatory, Minamisaku, Nagano, Japan

³Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod, Nizhny Novgorod, Russia

Abstract

Observations with high spatial resolution have allowed us to reveal three types of microwave sources which are located between sunspots. Type I is an extensive source which is observed at three frequencies (5.7, 17 and 34 GHz) in the intensity with low degree of circular polarization. We suggest its origin as gyrosynchrotron emission of mildly relativistic electrons from tops of active regions' magnetic loops. Sources of type II are characterized by relative displacements between brightness centers of Stokes parameters I and V or by their simultaneous shift from sunspots to neutral magnetic line or vice versa. Sources of type III are observed as extensive sources in intensity only at 17 GHz because of their free-free emission origin. Types I and II are typical for flare dangerous active regions whereas type III for the quiet ones.

Наблюдения с высоким пространственным разрешением позволяют выявить помимо пятенных микроволновых источников источники других типов. Они известны как источники типа «гало» (огромные плазменные конденсации, поддерживаемые магнитосферой активной области (АО) [1], пекулярные источники [2], или NLS–источники, т.е. источники над нейтральной линией радиального магнитного поля [3].

В данной работе с помощью наблюдений с высоким пространственным разрешением на современных радиогелиографах - NoRH (17 и 34 ГГц, 10 и 5 угл. сек., соответственно), ССРТ (5.7 ГГц, 21 угл. сек.) и магнитографе MDI/SOHO выявлены возможные типы межпятенных источников (МПИ) в активных областях.

Для 33-х биполярных и мультиполярных АО различного магнитного класса (исключая униполярные АО), в 15-ти из которых произошли мощные солнечные вспышки класса М 1.0 и выше, для нескольких дней про-

хождения АО по диску Солнца были построены двумерные карты на трёх длинах волн методом контурного наложения распределения яркостных температур T_I и T_V для параметров Стокса I и V (5.7 и 17 ГГц) на магнитограммы SOHO/MDI с использованием пакета программ IDL.

В 29-ти АО были обнаружены микроволновые источники с максимумом радиояркости в межпятенной области, которые удалось разделить на три типа, характеризующихся следующими признаками.

Тип I. В АО в течение нескольких дней ее прохождения по диску наблюдается протяжённый источник в интенсивности, покрывающий всю группу пятен. Он может быть виден на всех трёх частотах: 34 ГГц, 17 ГГц и 5,7 ГГц. Степень его поляризации низкая (~1%) (наблюдались в 6 из 33 АО). Возможно, это – источники типа «галло», наблюдаемые на РАТАН-600 [1,2]. Предполагается, что причиной МПИ типа I является гиротронное излучение среднерелятивистских электронов из вершин магнитных петель активных областей [5].

Тип II. Наблюдается смещение центров яркости в поляризации и интенсивности относительно друг друга, либо их одновременное смещение от пятен к нейтральной линии магнитного поля (или наоборот). Это может быть связано с появлением в АО ярких компактных источников (наблюдались в 9-ти из 33-х АО). Возможный механизм их возникновения предложен в [3].

Тип III. МПИ наблюдаются только на 17 ГГц в интенсивности как протяжённые источники над всей группой пятен с низкой степенью поляризации (~1%). Скорее всего, на 17 и 34 ГГц это - тепловое тормозное излучение из плотных петель, тогда как на 5.7 ГГц доминирует циклотронное излучение над пятнами и поэтому межпятенный тепловой тормозной источник не наблюдается.

Во вспышечных АО, как правило, наблюдаются долгоживущие МПИ типа I и II. Длительное существование МПИ в активных областях (от суток и более) свидетельствует о том, что в АО действуют процессы длительного предвспышечного ускорения электронов. Таким образом, дальнейшее исследование МПИ может пролить новый свет на природу ускорения частиц в солнечной плазме и возникновения солнечных вспышек.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166.

Литература

1. *Kaltman, T.I.; Korzhavin, A.N.; Peterova, N.G.* // Solar Physics, Volume 242, Issue 1-2, p.125.
2. *Peterova N.G., Korzhavin A.N.* // Bulletin of the Special Astrophysical Observatory, V. 44, 1997, p.71.
3. *Uralov, A. M.; Nakajima, H.; Zandanov, V.G.; Grechnev, V.V.* // Solar Physics, Vol. 197, Number 2, 2000, p.275.
4. *Мельников В.Ф., Горбиков С.П., Резникова В.Э., Шибасаки К.* // Изв. РАН. Серия Физ. 2006, Т. 70, No.10, с.1472

ОСОБЕННОСТИ КРОССОВЕР-ЭФФЕКТА В ПОЛУТЕНИ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Баранов А.В., Баранова Н.Н., Лазарева Л.Ф.

УАФО ДВО РАН, Уссурийск, Россия

PECULIARITIES OF CROSSOVER EFFECT IN SUNSPOT PENUMBRAE. THE RESULTS OF OBSERVATIONS

Baranov A.V., Baranova N.N., Lazareva L.F.

UAFO FEBRAS, Ussuriisk, Russia

Abstract

Peculiarities of Stokes profile r_I – and r_V (the range of $\lambda\lambda$ 621.3–633.7 nm) are analysed. Two methods are used. The first one uses lines with large splitting. The second one is analysis of profiles of lines located near lines of atomic oxygen.

In penumbrae spectrum near the solar edge is practical symmetrical relative to line centers with the exception of central parts of lines where the red part of the profile is often deeper. In penumbrae near the solar center in the presence of usual r_V -profile form in 82% of cases the violet part is deeper.

Asimmetry of r_V -profiles is explained by presence in sunspot atmospheres flows with large velocities and moderate magnetic fields. These peculiarities valiation [?] two different types of crossover effect.

We suppose that optical thickness of the layer with large velocity is comparable to the range of optical depth of effective formation of lines. From analysis of r_I -profiles we can see that the component moving with large velocity is compact.

Нами сделана попытка изучения аномалий линий из анализа их профилей Стокса: круговой поляризации r_V и профилей интенсивности r_I .

Испробованы два подхода к анализу. Первый – использование линий с максимальным видимым расщеплением для детального анализа r_I и r_V -профилей. Подобный подход для анализа доплеровских смещений в пятнах ранее не применялся. Линий, имеющих видимое разделение компонент, больше, чем триплетных, и за их счет есть возможность измерить неоднородность магнитного поля.

Наблюдения проведены на телескопе АЦУ–5 УАФО ДВО РАН в четвертом порядке спектрографа АСП–20 при дисперсии 0,257 мм/нм. Использована поляроидная оптика, состоящая из пластинки $\lambda/4$ и призмы Волластона, установленных за щелью спектрографа. Получены спектрограммы ряда пятен в области $\lambda\lambda$ 621,0–634,4 нм. Из наблюдательного материала для решения поставленной задачи отобраны спектрограммы с разрешением $\sim 1''$. Мы изучали профили круговой поляризации и интенсивности Стокса в спектре солнечного пятна группы 289 СД от 3.08.89 (площадь $S = 580$ м.д.п., $r/R = 0,46$).

Использовано 9 магнитоактивных линий. Из них одна ($\text{FeI } \lambda 630,25 \text{ нм}$) – триплет, остальные имеют многокомпонентное магнитное расщепление. Профили линий записывались в спектрах право– и левокруговой поляризации для восьми точек пятна. Шаг поперек дисперсии составлял 35 пикселей, что соответствует $4,1''$ или 2,98 тыс. км на поверхности Солнца.

Второй метод – использование линий, находящихся вблизи телурических линий атомарного кислорода, что повышает точность определения лучевых скоростей. Спектральные линии были отобраны в области $\lambda \lambda 627,0\text{--}633,7 \text{ нм}$. В области есть два триплет – $\text{FeI } \lambda 627,02 \text{ нм}$ и $\text{FeI } \lambda 630,25 \text{ нм}$, с факторами Ланде $g = 0,5$ и $2,5$ соответственно).

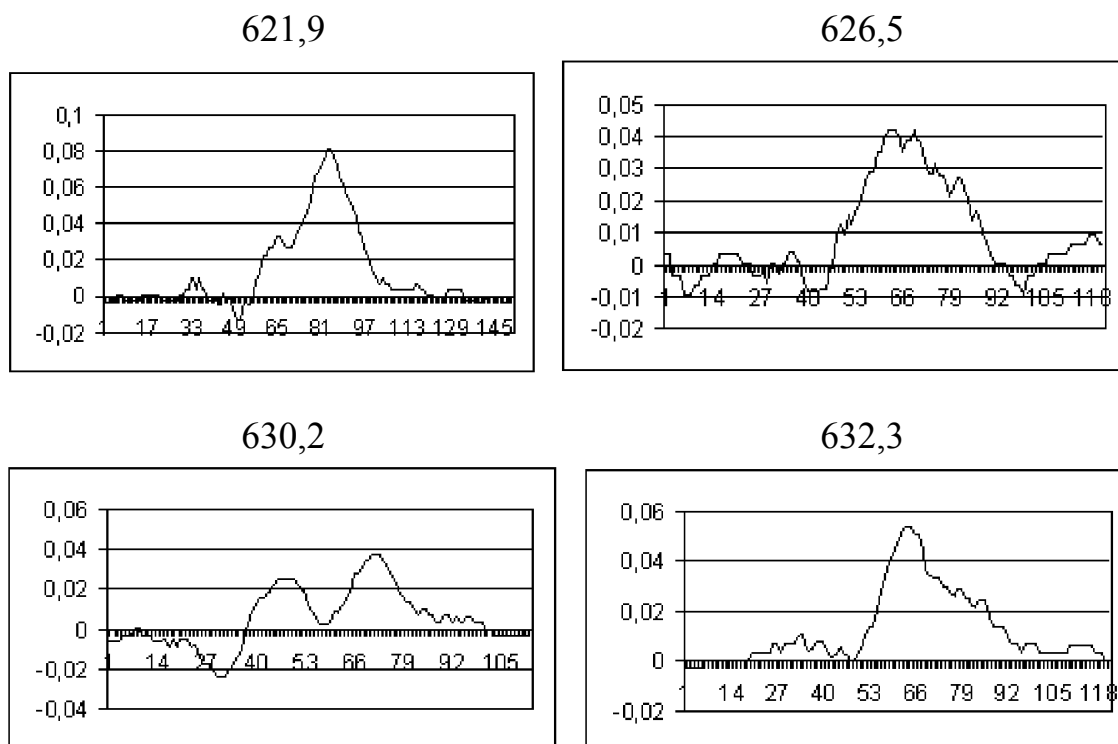


Рис. 1. Профили g_v Стокса линий в дальней от центра диска Солнца полутени пятна. По оси абсцисс показана длина волны в пикселах (1 пиксел = $4,56 \text{ м\AA}$), по оси ординат – интенсивность в процентах.

В части полутени, расположенной ближе к лимбу, g_v -профили почти симметричны относительно центров линий, за исключением частей, которые находятся в самом центре линий, где «красная» часть профиля часто несколько глубже «фиолетовой». Поведение g_v -профилей в полутени для нескольких линий можно видеть на рис.1. Часть линий показывает искажения, заключающиеся в том, что g_v -профили имеют пики в центре линии, а пики, соответствующие σ -компонентам в пределах ошибок отсутствуют. Для остальных 5 линий формы g_v -профилей близки к обычным, хотя и на всех их есть отклонения от теории. Их можно объяснить неточностью определения интенсивности непрерывного спектра и действием на g_v -профи-

ли фазового сдвига на зеркалах. Но в этом случае такую картину показали бы и остальные линии. Поскольку отклонения от теоретически рассчитанных профилей у разных линий различно, надо принимать для разных линий разные углы фазового сдвига на зеркалах и инструментальная поляризация объясняет эффект частично. Вероятное объяснение эффекта в том, что в данном участке пятна мы имеем наложение профилей, возникающих в образованиях с разным магнитным полем и разными лучевыми скоростями, в результате чего линии с разным расщеплением показывают различные r_v -профили [6,7].

На рис. 2 даны r_v -профили Стокса нескольких линий на границе тень-полутень. Мы видим, что линии показывают картину, более близкую к классической, хотя у всех линий есть отклонения r_v -профиля от антисимметрии.

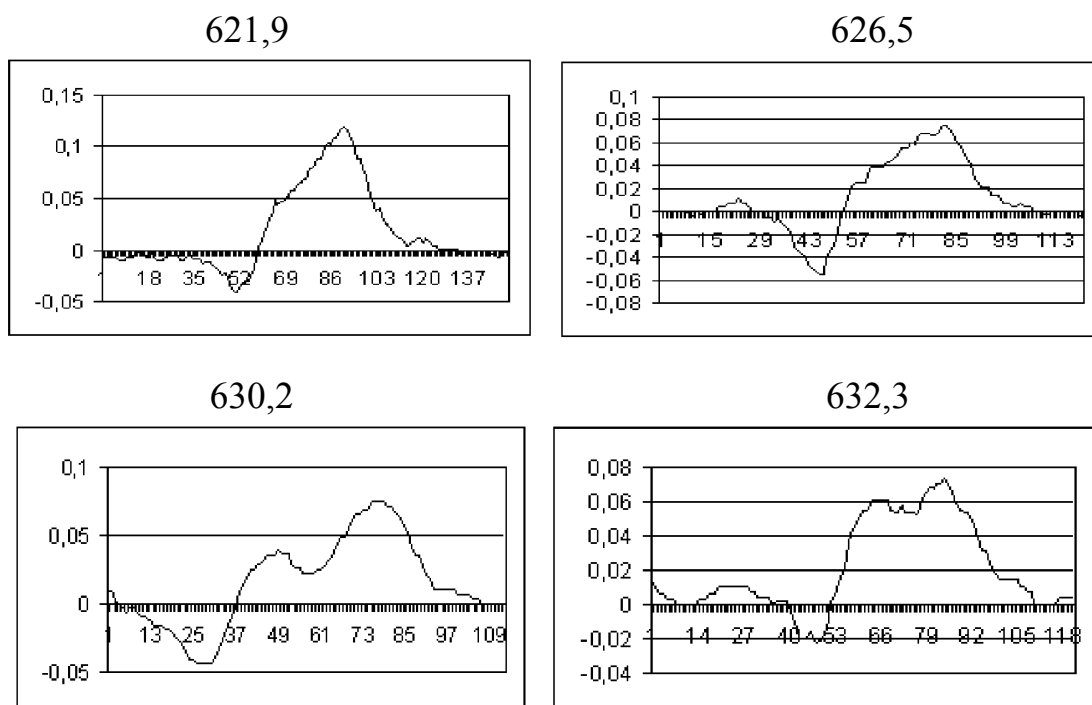


Рис. 2. Профили r_v для линий в пятне на границе тень-полутень. Обозначения те же, что и на рис.1.

В части полутени, ближе к центру диска при почти антисимметричном параметре круговой поляризации в 82% случаев «фиолетовые» δ -компоненты линий имеет большую глубину, за счет чего r_v -профиль становится несимметричным относительно центра линий. Линии, имеющие небольшой фактор Ланде, асимметрии r_v -профиля в ядрах линий не показывают. Однако у них «фиолетовые» крылья заметно сильнее «красных». Особенно хорошо это заметно по линии Fe I λ 627,02 нм, имеющей $g = 0,5$. Это не может быть объяснено наличием у линий бленд – маловероятно, чтобы все линии имели блендированные «фиолетовые» крылья. Подобные

особенности у рассматриваемых в работе линий в точках полутени, близких к лимбу, не отмечается. Мы считаем, что эта картина может быть объяснена наличием в первом и отсутствии во втором случае значительных лучевых скоростей в указанных участках полутени.

Следовательно, асимметрия параметра интенсивности может быть объяснена предположением о наличии в верхних слоях диапазона эффективного образования линий потоков вещества с характерными скоростями несколько километров в секунду и явно малым магнитным полем. Ситуация, в общем, сходна с эффектом Эвершеда, при объяснении которого обычно предполагается наложение друг на друга двух полей скоростей. В то же время, найденные особенности – неантисимметричный r_v -профиль и почти симметричный r_l -профиль в участке полутени ближе к лимбу, а также симметричный r_v -профиль и несимметричный r_l -профиль в участке полутени ближе к центру диска попадают под классификацию как два разных типа кроссовер-эффекта [7].

Можно сделать несколько предварительных выводов.

Первое – пятно находилось на спокойной фазе развития и являлось типичным представителем своего класса. Следовательно, кроссовер-эффект в наблюдаемом виде может быть типичным явлением.

Второе – поскольку картина симметрии r_l - и антисимметрии r_v -профилей Стокса, довольно сильно меняется, можно предполагать, что оптическая толщина поля скоростей, вызывающего асимметрии, сравнима с диапазоном оптических глубин образования используемых линий.

В полутени есть лучевые скорости порядка нескольких километров в секунду, что характерно как для кроссовер-эффекта, так и для эффекта Эвершеда [3]. Движущийся со значительной скоростью компонент компактен, т.к. не расширены «фиолетовые» пики r_v -профилей. Следовательно, величина N в них такова, что величина расщепления используемых линий меньше, чем их доплеровская полуширина [1].

Работа выполнена при поддержке Программы №16 Президиума РАН, совместного интеграционного проекта 07_II СО_02-450 ДВО РАН – СО РАН и проекта 06_01_П16_59 ДВО РАН, раздела I «Конкурса проектов ДВО РАН на 2006 – 2008 гг.

Литература

1. Брей Р., Лоухед Р. Солнечные пятна. М.: Мир, 1967. – 384 с.
2. Бумба В. Результаты исследования эффекта Эвершеда одиночных солнечных пятен // Известия КрАО. 1960. Т.23. С. 212-252.
3. Обриджко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М.: Наука. 1985. – 256 с.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Баринов А.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹ННГУ им. Лобачевского

²ФГНУ НИРФИ

DYNAMICS OF RADIO BRIGHTNESS DISTRIBUTION IN A SOLAR FLARE LOOP

Barinov A.V.¹, Melnikov V.F.²

¹Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

²Radiophysical Research Institute

Abstract

The work is devoted to the comparative analysis of dynamics of microwave emission in the looptop and footpoints parts of solar flare loops. By the example of event 22 August 2005 we show the following properties: a) considerable temporal delays (50-100 s) of emission peaks at 17 and 34 GHz from the loop top relative to peaks from the footpoints; b) continuous increase of the ratio of emission fluxes from the loop top and footpoint regions. All this certainly indicates on a considerable brightness re-distribution from footpoints, on the initial phase of the burst, to the loop top, on the decay phase.

Целью данной работы является сравнительный анализ динамики микроволнового излучения в различных частях солнечных вспышечных петель (в верхней части и вблизи оснований) на основе данных наблюдений радиогелиографа Nobeyama (NoRH), обладающего высоким пространственным разрешением (10" на 17 ГГц и 5" на 34 ГГц). Базой данных для исследования послужили события, рассмотренные в работе [1]. В этих событиях вспышечные петли были хорошо разрешимы радиогелиографом NoRH.

Ниже (рис. 1) представлены результаты анализа особенностей динамики интенсивности излучения из оснований (толстая линия) и вершины (тонкая линия) вспышечной петли для события 22 августа 2005 года. На верхних панелях показаны (слева направо): временные профили потока излучения из левого основания и вершины и из правого основания и вершины (слева на 17 ГГц, справа - на 34 ГГц). На нижних панелях показаны соответствующие временные профили отношения потока излучения из вершины к потоку излучения из области оснований.

Анализ временных профилей в событии 22 августа 2005г обнаруживает следующие свойства: а) значительные задержки (50-100 с) максимумов излучения (на обеих частотах 17 и 34 ГГц) из вершины относительно максимумов в основаниях; б) непрерывное увеличение отношения потока излучения из вершины к потоку из оснований; причем на фазе спада это увеличение продолжается, свидетельствуя, что поток излучения в вершине

спадает медленнее, чем в основаниях. Таким образом, происходит заметное перераспределение яркости из оснований (на начальной стадии всплеска) в вершину (на фазе спада).

22 августа 2005 года

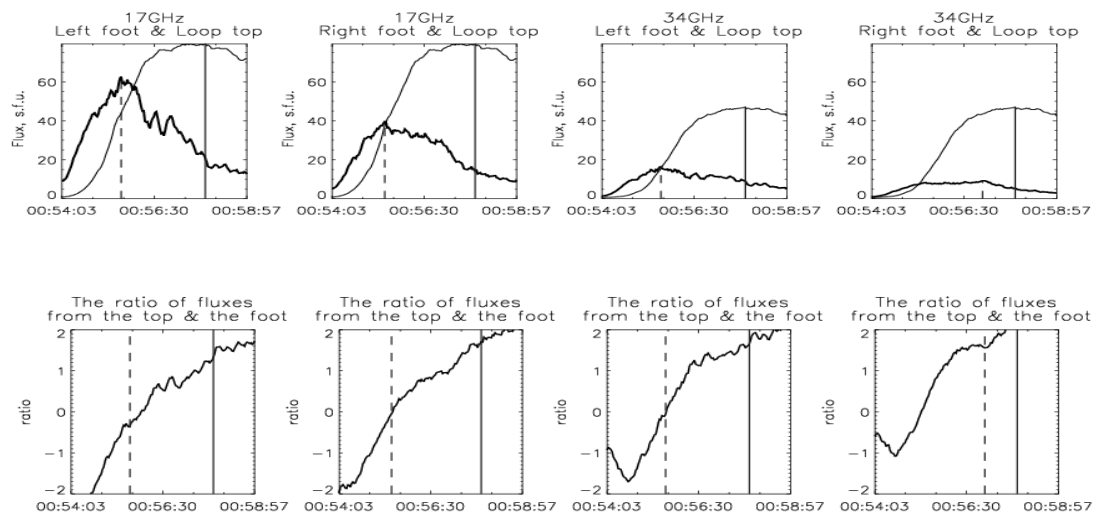


Рис. 1.

Из факта существования отмеченных выше временных задержек и перераспределения яркости из оснований в вершину можно сделать вывод, что время жизни энергичных электронов, генерирующих излучение в основаниях, заметно меньше, чем время жизни электронов, генерирующих излучение в вершине. Конкретный механизм реализации этих различий может быть выяснен при специальном исследовании кинетики энергичных электронов в данной всплывающей петле при использовании методов расчетов, развитых в [2].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166.

Литература

1. Мартынова О.В., Мельников В.Ф., Резникова В.Э. // В кн. Труды XI Пулковской Международной конференции по физике Солнца. Пулковское, 2007, С. 241.
2. Горбиков С.П., Мельников В.Ф. // Математическое моделирование. 2007, Т.19, №2, С.112-122.

**ЭМИССИОННЫЙ СПЕКТР
ХРОМОСФЕРНОЙ ВСПЫШКИ 15.07.1981 г.**

Березан М.С.¹, Остапенко В.А.², Чеснок Ю.А.³

¹*Уральский государственный университет (Екатеринбург, РФ)*

²*Институт инновационных технологий и содержания образования
04070, Киев, ул. Сагайдачного, 37; e-mail: osdar@online.com.ua*

³*Астрономическая обсерватория Национального университета им. Т.Шевченко
(03153, Киев, ул. Обсерваторная, 3)*

**EMISSION SPECTRUM OF CHROMOSPHERIC FLARE
ON JULY 15, 1981**

Berezan M.S.¹, Ostapenko V.A.², and Chesnok Ju.A.³

¹*Ural State University (Ekaterinburg, Russian)*

²*Institute of innovation technologies and education support MON Ukraine,
Sagaydachny st, Kiev, 04070; e-mail: osdar@online.com.ua*

³*Astronomical observatory of Shevchenko National University, Ukraine
Observatorna st., Kiev, 03153*

Abstract

Photometry of echelle spectrogram of the disk flare on July 15, 1981 (importance 1n) was made using 40-channell MF4A in Astronomical Observatory of Shevchenko National University. 125 various lines profiles by hydrogen, calcium, FeI, FeII, etc are given. It is shown that metal lines of solar flares are formed in the chromosphere current sheets.

Солнечная вспышка, связанная по современным представлениям с хромосферным токовым слоем (CS), – образование трехмерное. Формируется CS в месте контакта новой компактной арочной системы (CAS) и ранее существующей протяженной (EAS) арочной системы активной области [1,2]. Момент начала формирования токового слоя означает и момент начала вспышки. Собственно CS наблюдается в непрерывном спектре как «черная» (BLF) или «белая» (WLF) вспышка. Линии металлов, многие из которых эмиссионные, формируются непосредственно в токовом слое. Это так называемое «ядро» вспышки. Особо мощные WLF вспышки возникают в сильных магнитных полях, когда плотность плазмы в CS $\geq 10^{18}$ см⁻³.

Автором выполнена численная фотометрия токового слоя CS [1] с помощью 40-канального микрофотометра МФ4А на эшелюной спектрограмме вспышки на диске балла *In* 15 июля 1981 г. в максимальной стадии ее развития (около 08:18 UT). Получены центральные интенсивности, полуширины и эквивалентные ширины линий бальмеровской серии водорода и 125 профилей ряда ионизованных и нейтральных линий гелия, кальция, железа и других металлов. Непрерывная кривая на рис.1б показывает распределение интенсивности непрерывного излучения фотосферы Солнца. Линии металлов, возникая в cs(BLF), т.е. в оптически плотном образова-

нии, не проявляют зависимости от интенсивности излучения фотосферы, в отличие от линий водорода, возникающих в CAS, а не в cs(BLF).

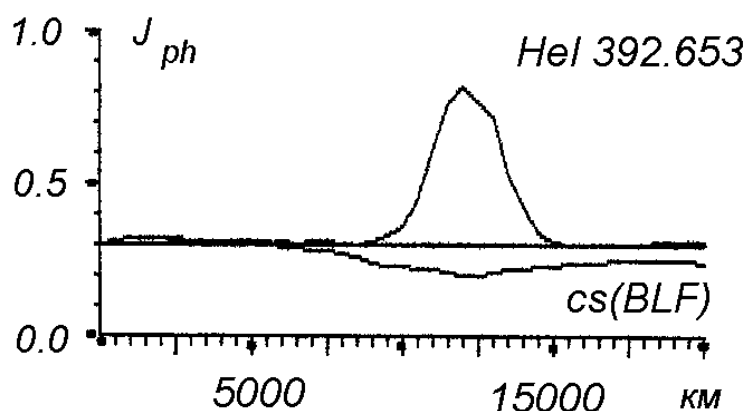


Рис. 1а. Распределение интенсивности (BLF) вспышки 15.07.1981 г. вдоль поверхности Солнца. Верхняя кривая соответствует дискретному в линии HeI 392.653, а нижняя - непрерывному излучению в одной длине волны (гелий возникает в том же уплотненном слое CS, что и линии металлов).

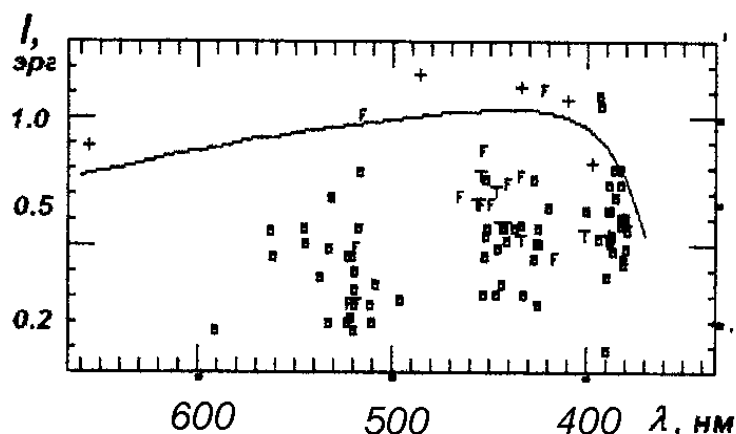


Рис. 1б. Распределение интенсивностей I (эрг) спектральных линий вспышки 15.07.1981 г. в зависимости от длины волны (по данным фотометрии [1]).

Обозначения: \square - FeI, F - FeII, T - TiII, + - H I.

Литература

1. Остапенко В.А. О природе солнечных вспышек. // Вісник СНАУ, 2005, № 13, с.135-146. (2006). <http://gntb.gov.ua/eb/os01.doc> (СНАУ – Сумський Національний аграрний університет)
2. Остапенко В.А. Хромосферная вспышка на Солнце – реально наблюдаемое спектральное проявление токового слоя. // «Збірник наукових праць СХУЯЕтаП» - Севастополь, СХУЯЕтаП (Севастопольський національний університет ядерної енергії та промисловості), 2008, № 1 (25), с.184-195.

ВЛИЯНИЕ ИОННО-ЗВУКОВОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ТЕМПЕРАТУРНОГО ПЕРЕПАДА В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ

Беспалов П.А.¹, Савина О.Н.²

¹*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

²*Нижегородский государственный технический университет,
Нижний Новгород, Россия*

Bespalov P.A.¹, Savina O.N.²

¹*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

²*State Technical University, Nizhny Novgorod, Russia*

Abstract

The generalized law of Wiedemann - Franz for the nonisothermic quasi-neutral plasma with a developed ion-acoustic turbulence and Coulomb collisions is used. The obtained results are applied for the explanation of abnormally low thermal conductivity in the transition region of Solar atmosphere between chromosphere and corona.

The regime of developed ion-acoustic turbulence is realized for a significantly large heat flux from the corona into chromosphere. As a result the thermal conductivity of medium falls and a temperature gradient to increase. We determined the critical heat flux for the plasma of lower corona, which can pass through the medium in a regime of small temperature gradients. For more high heat flux a temperature jump is formed. The carried out estimates of the magnitude of critical heat flow showed its correspondence to the known experimentally data of heat flux through the transition region. The results of the executed model calculations of the high-altitude temperature profile in the lower corona and the transition region rather well correspond to known experimental data. The obtained results are useful for further study of the temperature jump in turbulent plasma at the distances comparable to the mean free path of particles.

В данной работе рассмотрено влияние сравнительно низкой теплопроводности плазмы с развитой ионно-звуковой турбулентностью на закономерности формирования температурного перепада между хромосферой и короной. Для учета влияния исключительно этого фактора будем считать, что на границах переходной области нет потоков вещества, нет упорядоченных скоростей электронов и ионов $\vec{u} = \vec{u}_i = 0$, отсутствует электрический ток и макроскопическое электрическое поле. Естественно, при этом концентрации электронов и ионов в каждой точке должны быть равны ($n = n_i$). Ограничимся рассмотрением одномерного в координатном пространстве температурного перепада. Выберем ось z в направлении падения температуры из короны в хромосферу, а начало отсчета совместим с центром температурного перепада.

В указанных приближениях вне источника тепла структура стационарного температурного перепада в неизотермической плазме описывается довольно сложной системой квазилинейных уравнений (см. Рудаков, Кораблев, 1966; Веденов, Рютов, 1972), а при учете кулоновских соударений надо иметь в виду еще и результаты работ (Ковалев, Королев, 1981; Гомес, Маус, 1992). Для определения общих свойств процессов в области температурного перепада удобно для каждого тонкого слоя среды ввести в рассмотрения более хорошо изученную

экспериментально и теоретически задачу об аномальной электропроводности в плазме с теми же базовыми параметрами. В работе Беспалова, Савиной (2008) обосновано преобразование, которое ставит в соответствие каждому решению задачи об аномальной электропроводности решение задачи об аномальной теплопроводности. Практическое использование этого преобразования дало возможность сформулировать обобщенный закон Видемана-Франца, связывающий коэффициент теплопроводности турбулентной плазмы χ_{Σ} с коэффициентом электропроводности $\sigma_{\Sigma} = \sigma + \sigma_{eff}$ с помощью соотношения

$$\chi_{\Sigma} = \frac{\kappa^2}{e^2} T \delta \sigma_{\Sigma}, \quad (1)$$

где κ – постоянная Больцмана, e величина заряда электрона, T – абсолютная температура, σ – коэффициент электропроводности из-за кулоновских соударений, $\sigma_{eff}(E_z)$ – коэффициент аномальной электропроводности, зависящий от электрического поля E_z . Расчеты показали, что для правильного определения коэффициента теплопроводности χ_{Σ} , включающего в себя коэффициент обычной и аномальной теплопроводности, надо в формуле (1) электрическое поле E_z заменить на выражение: $-(3\kappa/2e)\partial T/\partial z$. Отметим, что, если функция распределения близка к функции Максвелла, то вычисления дают возможность определить численный коэффициент $\delta = 5/3$.

Поток тепла q_z в среде определяет формула Фурье

$$q_z = -\chi_{\Sigma} \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (2)$$

Для записи явного выражения для потока тепла в плазме с развитой ионно-звуковой турбулентностью воспользуемся обобщенным законом Видема-Франца (1) и известными в теории аномальной электропроводности выражениями для коэффициента аномальной электропроводности $\sigma_{eff}(E_z)$ (Галеев, Сагдеев, 1973; Кадомцев, 1975). В результате получаем зависимость потока тепла от температуры и ее градиента:

$$\frac{q_z}{T} = \begin{cases} \frac{8.4 \cdot 10^{-2} \delta (\kappa T)^{3/2}}{e^4 m^{1/2}} \left| \frac{\partial T}{\partial z} \right|, & \text{если } q < q_{cr}; \end{cases} \quad (3a)$$

$$\frac{q_z}{T} = \begin{cases} 1.7 \delta \kappa n \left(\frac{\kappa T}{m_i} \right)^{1/2}, & \text{если } \frac{\partial T}{\partial z} < \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{cr}; \end{cases} \quad (3b)$$

$$\frac{q_z}{T} = \begin{cases} 1.7 \delta \kappa \left(\frac{\kappa T}{m} \right)^{1/2} \frac{\kappa^{1/2}}{e^{1/2} (8\pi n \kappa T)^{1/4}} \left| \frac{\partial T}{\partial z} \right|^{1/2}, & \text{если } \frac{\partial T}{\partial z} \geq \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_{cr}. \end{cases} \quad (3c)$$

Здесь

$$q_{cr} = 1.7 \delta n \frac{(\kappa T)^{3/2}}{m_i^{1/2}}, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{cr} = -\frac{2em}{3\kappa m_i} (8\pi n \kappa T)^{1/2} \quad (4)$$

q_{cr} – критического потока тепла, который может пропустить плазма с развитой ионно-звуковой турбулентностью в режиме малых температурных градиентов. Критический поток тепла соответствует переходу среды к состоянию с развитой ионно-звуковой турбулентности. При больших потоках тепла резко возрастает величина градиента температуры вплоть до значения $\left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{cr}$.

Для выявления эффектов, связанных исключительно с аномальной теплопроводностью, сделаем упрощающее предположение об отсутствии значительных энергокладов и радиационных потерь в нижней короне и переходной области. Тогда поток тепла из солнечной короны в хромосферу сохраняется и равен (Гибсон, 1977)

$$q = 5 \cdot 10^5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}. \quad (5)$$

В качестве граничного условия для уравнения теплопроводности в короне при $z = z_1$ возьмем температуру $T_1 = 2 \cdot 10^6 \text{ K}$ и концентрацию электронов $n_1 = 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Эти граничные условия соответствуют потоку тепла ниже критического. Поэтому для определения координатной зависимости температуры надо использовать уравнение (3а), отвечающее сохранению потока тепла, переносимому электронами, при кулоновских соударениях частиц. В соответствии с уравнением (3а)

$$\frac{\partial T}{\partial z} = - \frac{1.2 \cdot e^4 m^{1/2} q}{\delta \kappa^{7/2} T^{5/2}} \quad (6)$$

и распределение температуры не зависит от высотного хода концентрации. Интегрируя уравнение (6), получаем следующую зависимость температуры от координаты z

$$\frac{T(z)}{T_1} = \left[1 - \frac{(z - z_1)}{(\Delta z)_1} \right]^{2/7} \quad (7)$$

где $(\Delta z)_1 = (0.11 / m^{1/2} e^4 q) (\kappa T_1)^{7/2} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ cm}$. Падение температуры по закону (7) будет продолжаться, пока поток тепла не станет локально критическим, отвечающим переходу к развитой ионно-звуковой турбулентности. Согласно формулам (3а), (4), (7) при условии, что в нижней короне выполняется условие $nT = \text{const}$, получаем соотношение:

$$\frac{T(z)}{T_1} = \left[1 - \frac{(z - z_1)}{(\Delta z)_1} \right]^{2/7} = \frac{q^2}{(1.7 \cdot \delta n_1)^2 (\kappa T_1)^3} \quad (8)$$

из которого следует, что поток тепла (5) станет критическим при $z - z_2 = 4.95 \cdot 10^{10} \text{ cm}$ и $T = T_2 = 5.5 \cdot 10^5 \text{ K}$. Отметим, что согласно экспериментальным данным, температура на границе температурного перепада $T_2 = 5 \cdot 10^5 \text{ K}$. При расчетах масса ионов была взята равной массе протонов, а значение концентрации на границе перепада $n_2 = (2.3 \div 6.3) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ (Галагер и др., 1999).

В области температурного перепада при $z_2 < z$ реализуется развитая ионно-звуковая турбулентность. Поэтому в качестве зависимости потока тепла от градиента температуры надо использовать формулы (3с). Формула (3b) указывает на скачок величины градиента температуры при $z = z_2$. Дальнейшее почти экспоненциальное падение температуры и рост концентрации определяется уравнением (Беспалов, Савина, 2008):

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -q^2 \frac{(2\pi)^{1/2} m e}{\delta^2 \kappa^{7/2} n_2^{3/2} T_2^{15/4}} T^{5/4}. \quad (9)$$

Решение уравнения (10) дает распределение температуры в переходной области:

$$\frac{T(z)}{T_2} = \left[1 + \frac{(z - z_2)}{(\Delta z)_2} \right]^{-4}, \quad (10)$$

где $(\Delta z)_2 = 4.4(m^{1/2} / n_2^{1/2} e)(\kappa T_2 / m)^{7/2} (n_2 m / q)^2 \approx 10^3 \text{ cm}$. Можно проверить, что $(\Delta z)_2 \approx 10 \cdot r_{D2}$, где r_{D2} - радиус Дебая на границе переходной области.

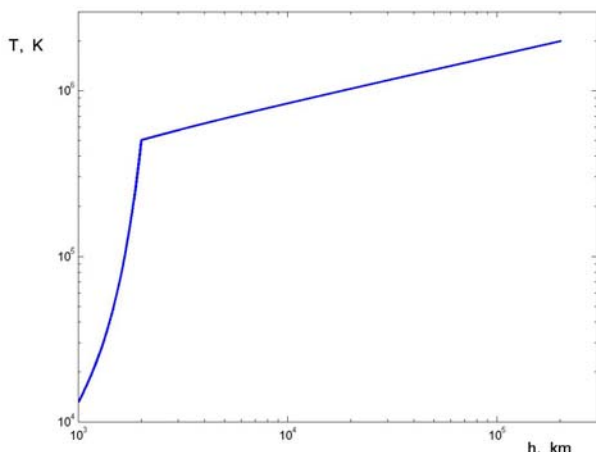


Рис. 1.

Ниже переходной области определяемое формулой (10) падение температуры и рост электронной концентрации ограничиваются подключением процессов рекомбинации. В результате, в рамках предложенной модели мы получаем показанную на рис. 1 высотную зависимость температуры. На этом рисунке высота h отсчитывается вверх от конвективной зоны фотосферы.

Мы рассмотрели новую модель формирования стационарного турбулентного температурного перепада в переходной области солнечной

атмосферы. При значительном потоке тепла из короны в хромосферу реализуется режим развитой ионно-звуковой турбулентности, из-за чего падает теплопроводность среды и возрастает градиент температуры. Результаты исследования показали, что существует критический поток тепла, который может пропустить через себя плазма нижней короны в режиме сравнительно малых температурных градиентов. При приближении к критическому потоку тепла формируется температурный перепад, масштаб которого определяется в терминах радиуса Дебая. Отметим, что столь малая толщина отвечает минимальному размеру переходной области. Толщина увеличивается, если становится существенным перенос ионно-звуковых колебаний с групповой скоростью. Учет этого эффекта требует специальных расчетов. В более полных расчетах необходимо учитывать радиационное охлаждение и ионизационное равновесие среды. Наиболее важный результат данной работы состоит в том, что потоки тепла через переходную область достаточно точно соответствуют критическому значению.

Работа выполнена при частичной поддержке по грантам РФФИ № 08-02-00979-а, НШ-4588.2006.2 и программы ОФН № 16 РАН.

Литература

- Беспалов П.А., Савина О.Н. Влияние аномальной теплопроводности на структуру переходной области солнечной атмосферы. Письма в АЖ, 34, 4, 1 (2008).
- Веденов А.А., Рюттов Д.Д. Квазилинейные эффекты в потоковых неустойчивостях. В сб. Вопросы теории плазмы под ред. М.А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 6, 3 (1972).
- Галагер и др. (P.T. Gallagher, M. Matheoudacs, F.P. Keeman). The radial and angular variation of the electron density in the Solar corona. Astrophysical J., 524, L133 (1999).
- Галеев А.А., Сагдеев Р.З. Нелинейная теория плазмы. В сб. Вопросы теории плазмы под ред. М.А. Леонтовича, М.: Атомиздат, 7, 3 (1973).
- Гибсон Э. Спокойное Солнце. М.: Мир, 1977. 408 с.
- Гомес, Маус (D.O. Gomes, P.J.D. Mauas). Kinetic description of electron beams in the Solar chromosphere. The Astrophysical J., 398, 682 (1992).
- Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме, М.: Наука, 1975, 238 с.
- Ковалев В.А., Королев О.С. Кинетика энергичных электронов в магнитных ловушках солнечных активных областей. Письма в АЖ, 25, 215 (1981).
- Рудаков Л.И., Кораблев Л.В. ЖЭТФ, 50, 220 (1966).

К ДИАГНОСТИКЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Биленко И.А.¹, Ковалев В.А.²

¹Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия,

²Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк.

ON SOLAR FLARE DIAGNOSTICS

Bilenko I.A.¹, Kovalev V.A.²

¹Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia,

²Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Troitsk, Russia.

Abstract

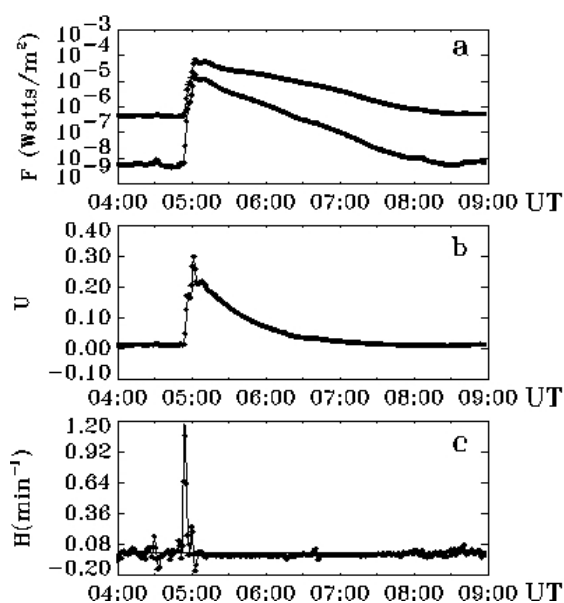
A differential method for solar flare diagnostics is developed. Three different regimes: slow, exponential, and explosive (intensification regime) are found. On the basis of the soft X-ray analysis of some solar flares we conclude that the slow regime is dominated.

Традиционное представление вспышечного импульса в виде: рост-максимум-спад является упрощенным. Покажем, что имеет место универсальное разделение импульса на интервалы, отличающиеся разными режимами энергизации (нагрева плазмы и/или ускорения частиц). Для анализа данных наблюдений используем параметр:

$$H(t) = U'_t / U,$$

где $U(t)$ – гладкая функция от времени. Величина $|H|^{-1}$ является характерным временем процесса. В случае $H = const$ процесс экспоненциальный: $U \sim \exp(H \cdot t)$. Условно считаем, что режим энергизации быстрый, если $|H|'_t > 0$ и медленный, если $|H|'_t < 0$.

В качестве примера на рисунке представлены данные наблюдений и результаты анализа вспышки 28.11.1997 г. На рис. а – потоки $F(t)$, зарегистрированные на ИСЗ



GOES в двух каналах мягкого рентгеновского диапазона (1-8 Å (верхняя кривая) и (0.5-3) Å (нижняя кривая)). На рис. b – их отношение U , характеризующее температуру T вспышечной плазмы: $U \propto T$. Из сопоставления данных изменения U и H (рис. c) видно, что на фазе роста U формируется положительный пик $H(t_1)$. Кратковременное возрастание H в начале вспышки ($t < t_1$) свидетельствует о том, что это быстрый режим энергизации: $H'_t > 0$. Энергизация при $t > t_1$ медленная, поскольку H уменьшается: $H'_t < 0$. После максимума вспышки на фазе спада имеет место минимум H , указывающий на наличие ускоренного (по сравнению с экспоненциальным законом) затухания.

Дальнейшее уменьшение $|H|$ свидетельствует о замедлении затухания. Большая часть

“хвоста” всплеска характеризуется достаточно малыми значениями $|H|$ (большими временами релаксации).

Таким образом, предложенный метод позволяет выделить разные режимы энергизации, в том числе и быстрый. Простая же аппроксимация не позволяет надежно сделать вывод о наличии режима быстрой энергизации в начале вспышки при $t < t_1$, поскольку на этих временах быстрый процесс незначительно отличается от экспоненциального.

Наиболее быстрым является асимптотический режим с обострением [1]. Реализуется ли он в солнечных вспышках? Для решения этого вопроса воспользуемся решением $U(t)$, продолженным на интервал $t > t_1$, используя в качестве исходных вспыхивающие параметры на интервале $t < t_1$ (точнее, при $t \approx t_1$). Уравнение энергетического баланса можно записать в виде:

$$U_t' = f(U), \quad f(U) = q_h - q_r,$$

в котором обобщенный источник $f(U)$ представляет собой разность между притоком энергии q_h и потерями q_r . Учитывая, что $U = U(t)$, вблизи максимума $H(t_1)$ справедлива линейная аппроксимация $H(U)$, а источник имеет параболический вид: $f(U) \approx aU^2 + bU$.

Используя параметры всплеска в интервале $t < t_1$ (для обсуждаемой выше вспышки $a \approx 4$, $b \approx 0$), получим решение.

$$U = \frac{a^{-1}}{t_{кр} - t}, \quad t_{кр} = t_1 + (aU_1)^{-1},$$

которое описывает режим с обострением. В этом случае $U(t)$ возрастает по гиперболическому закону: вблизи момента времени $t = t_{кр}$ процесс приобретает взрывной характер. В реальном вспыхивающем процессе быстрый режим прекращается при $t = t_1$. Для вспышки 28.11.1997 $t_{кр} - t_1 \approx 1$ мин. Тем самым решается вопрос о наличии режима с обострением в интервале $t < t_1$, с которым может быть связано формирование мелкомасштабных высокотемпературных структур [2].

Аналогично, используя параметры всплеска в начале интервала $t > t_1$ (для анализируемой вспышки $a \approx -4$, $b \approx 2.4$), получим решение для медленной энергизации ($H_t' < 0$) с насыщением:

$$U = \frac{|\gamma| \cdot U_1}{1 - \exp[-b(t - t_1)](1 - |\gamma|)}$$

Предложенный метод анализа с помощью параметра H позволил показать, что вспыхивающий импульс состоит из отдельных интервалов, в которых реализуются разные режимы энергизации (нагрева плазмы и/или ускорения частиц).

Фаза роста вспышки представляет собой двухступенчатый процесс: импульс начинается с быстрой энергизации (H возрастает) в режиме с обострением. Основной продолжительный интервал энергизации вспышки до максимума происходит в медленном режиме (H уменьшается).

Литература

1. Курдюмов, Современные проблемы математической физики и вычислительной математики. М.: Наука, 1982.
2. Ковалев В.А., Чернов Г.П., Ханаока Й., Письма в Астрон. Журн., 2001, **27**, 310.

ОСОБЕННОСТИ ГЕЛИОСФЕРНОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ ПРИ ЗАРОЖДЕНИИ АКТИВНОСТИ НОВОГО 24 ЦИКЛА

Вальчук Т.Е.

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

HELIOSPHERE PLASMA LAYER CHARACTER IN THE INITIAL TIME OF THE NEW 24 CYCLE SOLAR ACTIVITY GENERATION

Val'chuk T.E.

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

Abstract

The plasma and interplanetary magnetic field (IMF) data analysis were performed with the aim of detailed examination of the heliosphere plasma layer (HPL) character in the initial phase of new solar activity grows before beginning of new 24 solar 11-year activity cycle. Only in the deep solar spot minimum the HPL has the most flattening configuration in heliosphere and near to ecliptic plane. The general solar magnetic field is presented by quasi dipole structure in solar activity minimum. The HPL divides the giant solar wind flow into two regions of preferred polarity in connection with the solar hemisphere polarity. On the Earth orbit the polarity alternation is the IMF sector structure variations. Heliosphere current layer (HCL) is situated inside the HPL. Current layer is much more thin; the IMF polarity changes into opposite polarity after this layer transition. HPL and HCL are the long lived solar activity phenomena. The changing of sector structure boundaries shows the dynamics of solar activity in the equatorial belt of the Sun.

Fractal method is widely adapted oneself to the investigation of the Sun plasma phenomena. Solar wind plasma is the fractal medium, reflecting in FD the sector structure transitions. In present work we choose the heliosphere plasma layer as the subject of investigations. The control of HPL variations from one Carrington rotation (CR) to another CR helps to identify the connection between solar wind parameters and solar activity phenomena. The transition of heliosphere plasma layer is revealed as the fractal dimension diminution (to 1.5 in the most cases). The sharp decrease of the FD is the feature of another fractal structure in HPL region.

The geophysical disturbance is not valuable in the minimum of solar cycle №23. Corotating interaction regions (CIR) were the general reasons of geomagnetic disturbances in 2007-2008. Extra magnetosphere storm, similar to great geomagnetic storm 13-14.12.2006, is absent in two last years.

It may be concluded, that FD values reflected the HPL transition in the characteristic manner. The FD pictures are similar to each other, showing the FD variation, connected with HPL transition.

The last interesting result is connected with the coupling two sector boundaries in the middle of Carrington rotations №2060-2064 in the end of 2007. The possible explanation may be proposed: the Wind trajectory is sink into the thickness of HCL, but the heliosphere current layer is not cut in that case. It is the situation of two-sector structure of IMF.

Введение

Исследование гелиосферного плазменного слоя (ГПС) в период эпохи минимума солнечной активности (СА) представляет особый интерес [1], т.к. именно в это время ГПС становится наиболее плоским и приближенным к плоскости эклиптики. ГПС разделяет области преимущественной полярности в солнечном ветре (СВ) околоземного космоса, чередование которых представляет собой вариации секторной структуры (СС) межпланетного магнитного поля (ММП). Внутри ГПС, поперечный размер которого $\sim 700\,000$ км, находится гораздо более тонкий гелиосферный токовый слой (ГТС) $\sim 2\,000$ км толщиной.

Вышеперечисленные гелиосферные характеристики относятся к долговременным проявлениям СА, поэтому прохождение границ СС содержит информацию о динамике СА в экваториальном поясе Солнца в период минимума [2]. Задачей данной работы является исследование положения границ СС в последовательных Кэррингтоновских оборотах (CR) Солнца в минимуме и оценка вариации фрактальной размерности плазменных параметров при прохождении ГПС по данным КА Wind.

Фрактальный анализ [3] плазменных характеристик ГПС и вариаций ММП для столь спокойных условий [4,5] послужит оценочным уровнем для дальнейших исследований параметров околоземного космоса во время грядущей фазы развития активности 24 солнечного цикла.

1. Проявление первых активных областей с полярностью 24 цикла

Наблюдения свидетельствуют [Solar-Geophysical Data, 2006-2008; SOHO (MDI)], что в 2008 г. обнаружены первые признаки активных областей (АО) нового 24 цикла СА.

Появление эфемерных областей активности (беспятенных) в конце 2007 года с ориентацией полярностей, ожидаемых в 24 цикле, говорило о том, что события смены полярности начинаются. В северном полушарии Солнца 4 января 2008 года образовалась первая четко диагностируемая группа нового цикла (АО 10981), но уже с 9 января 2008 года пятна на Солнце отсутствовали. Небольшие группы пятен с полярностью завершающегося цикла СА затем появлялись, но с 5 февраля 2008 года пятен не наблюдали до конца февраля, когда возникла слабая АО 10983 ближе к западному лимбу. В начале марта наблюдалась АО 10984 с 5.03, очень слабые проявления активности имелись в середине марта. К концу марта число групп достигло нумерации АО 10989, все группы были незначительны. С 3 апреля пятна отсутствовали.

Только 12 апреля 2008 г. появилась беспятенная область с ориентацией полярностей нового цикла, а затем в ней образовались небольшие пятна. По диску Солнца прошли 2 АО в N полушарии Солнца. Во 2-й АО можно сказать уверенно – 13 и 14 апреля 2008г. было видно малое пятно нового цикла с лидирующей S полярностью в N полушарии. 3-я

АО 10993 уже в S полушарии Солнца (с лидирующей N полярностью) появилась 4 мая 2008 года.

Прелюдия к новому 24 циклу не нашла развития, пятна старого цикла появлялись на экваторе, число Вольфа равно нулю с 21 мая. Очень низкий уровень активности нарушали только области старого 23 цикла: с 15 июня одно пятно, с 23 июня – пятен нет. С 18 июля вблизи экватора одна группа «старых» пятен, а с 21 июля – опять их отсутствие.

21-22 августа имелись незначительные отличия от нуля в числах Вольфа, а 24 августа в северном полушарии появилась АО с признаками полярности 24 цикла, но число Вольфа W по-прежнему равно нулю. Осень 2008 г. продолжает фазу глубокого минимума SA.

Геомагнитная возмущенность в 2008 г.

Экстра-буря 13-14 декабря 2006 г. была исключительным событием, дополнительно 2006 год имел 2 умеренных и 17 малых магнитных бурь. 2007 год насчитывает 12 малых и 5 умеренных геомагнитных бурь, т.е. те же ~19 периодов усиления ГА.

Наиболее частыми причинами рекуррентной возмущенности магнитосферы в протекшем минимуме SA являются лидирующие границы высокоскоростных коротирующих потоков СВ из экваториальных и приэкваториальных корональных дыр. Возмущения иногда переходят в геомагнитную бурю, в 2008 году уже зарегистрированы ~23 геомагнитных бури (наибольшее к-во из них балла G0-G1, порядка 3-х бурь G2 и только одна умеренная буря G3 11-12 октября 2008 г., событие с наличием выброса корональной массы). Это первое в 2008 г. свидетельство нарастания уровня магнитосферной возмущенности. Является ли оно началом усиления спорадических событий фазы роста?

2. Выбор данных и математическая обработка

Границы секторной структуры в глубоком минимуме 23 цикла (2007-2008 гг.) были отождествлены в продолжение работы [3] за 2006 год. Регулярно чередующиеся двукратные переходы (+/-) и (-/+) ГПС (в имеющейся 4-х секторной структуре) с начала 2007 года обнаружили тенденцию сближения 2-х границ СС (-/+) и (+/-), имеющих временное расположение в середине последовательных Кэррингтоновских оборотов, причем граница (+/-) имела тенденцию к последовательному сдвигу в сторону границы (-/+). В августе 2007 г. границы сблизались настолько, что с сентября по декабрь 2007 г. в ММП не отмечается перехода секторной границы, т.е. структура ММП стала двухсекторной.

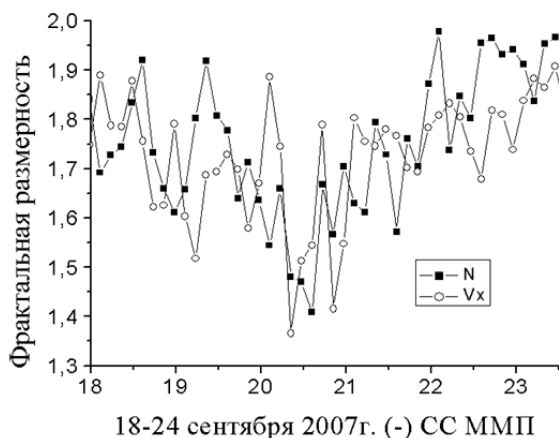


Рис.1. 20 сентября 2007 г. – вариация ФР без смены СС.

Фрактальный анализ [1] по методу Хигучи [6] параметров плазмы СВ периода минимума 2007 г. позволяет выявить ряд особенностей, связанных с отождествлением ГПС (без смены секторной структуры), см рис. 1. Фрактальная размерность D в месте «схлопывания» границ СС по-прежнему показывает вариацию, сходную с прохождением плазменного слоя, т.е. $D \sim 1.5$.

Выводы

Предположительная трактовка этих ранее не наблюдавшихся проявлений заключается в том, что, по-видимому, обнаружено проскальзывание по периферии ГПС без пересечения гелиосферного токового слоя, гораздо более тонкого в сравнении с ГПС.

Работа поддержана РФФИ, грант НШ-4573.2008.2.

Литература

1. Вальчук Т.Е., Фрактальная размерность как диагностический признак потоков солнечного ветра. XI Пулковская международная конференция по физике Солнца «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений», Труды, СПб, с.73-76, 2007.
2. Val'chuk, T.E., Flow solar wind structure in the minimum of solar cycle. 31-st Annual Seminar "Physics of auroral phenomena", Abstracts, p.54, 2008.
3. 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.
4. Вальчук Т.Е, Могилевский Э.И., Одинцов В.И. Рекуррентная экваториальная корональная дыра на Солнце и ее проявления в солнечном ветре и магнитосфере Земли. Геомагнетизм и аэронавигация, Т.44, №1, С. 16-27, 2004.
5. Могилевский Э.И., Фракталы на Солнце. М.:ФИЗМАТЛИТ, 152 с., 2001.
6. Higuchi, T., Approach to an irregular time series on the basis of the fractal theory. Physica, D31, p.277-283, 1988.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ БИПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

Васильева В.В., Тлатов А.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

PROPERTIES OF MAGNETIC BIPOLES IN THE SOLAR CYCLE

Vasil'eva V.V., Tlatov A.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

According to observations of a magnetic field of the Sun on telescopes NSO/KPVT for the period of 1975-2003 and SOHO/MDI for the period of 1996-2008 properties of magnetic bipoles in the solar cycle are investigated. It is found that first bipoles of a new cycle appear in high-altitude areas at latitudes as high as 60° during the epoch of reversal of magnetic polarity of the Sun.

Ряды ежедневных магнитограмм с высоким пространственным разрешением, полученные на телескопах NSO/KPVT и SOHO/MDI, дают возможность проведения сравнительного анализа мелкомасштабных магнитных элементов за период 21-23-циклов активности. Ранее выполненный анализ [1] выявил существование биполярных областей с пространственным размером не более 20 угловых секунд со временем жизни около 1 дня и средним магнитным потоком $\sim 3 \times 10^{19}$ Мкс. Такие биполярные структуры называют эфемерными областями. Особый интерес они представляют, поскольку их магнитная структура соответствует биполярной структуре солнечных пятен. В гипотезе продолженного цикла активности [2] считается, что эфемерные области существуют на ранних стадиях нового цикла активности и могут служить его предвестником. Эфемерные биполярные области также связывают с яркими рентгеновскими областями и темными точками в линии He10830A [1]. В данной работе рассматриваются свойства магнитных биполей и их изменения с циклом. Для выделения магнитных биполей применялась следующая процедура. Первоначально выделялись магнитные элементы, интенсивность магнитного поля в которых превышала некоторый пороговый уровень. Далее производилась процедура выделения биполярных элементов. Для этого каждой положительной области находилась парная отрицательная область, имеющая близкое значение магнитного потока и находящаяся на минимальном расстоянии, но не превышающим критическую величину. Эта процедура повторялась для отрицательных областей. Если выбранные пары совпадали, считалось, что биполярная область идентифицирована.

Для выделения ориентации биполей мы рассматривали угол, отсчитываемый от положительного элемента в направлении к отрицательному.

При этом направление на северный полюс Солнца принималось за 0° градусов, а на запад за 90 градусов. Также мы вычисляли преимущественную ориентацию магнитных биполей, например, просуммировав число биполей с диапазоном углов от 45 - 135° градусов и вычитая число биполей, имеющих угол 225 - 315° . Такая процедура позволяла выделять биполи разного цикла активности.

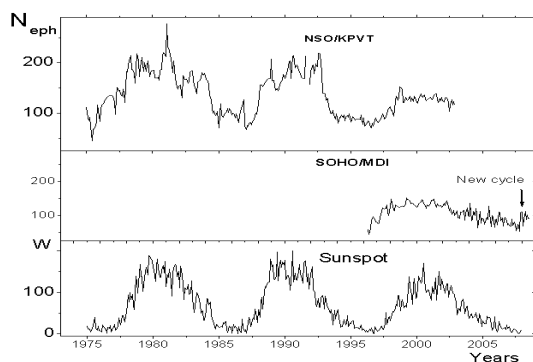


Рис. 1. Среднемесячное число биполей по данным NSO/KPVT (верхняя панель), по данным SOHO/MDI (средняя панель), в сравнении с числами Вольфа (внизу).

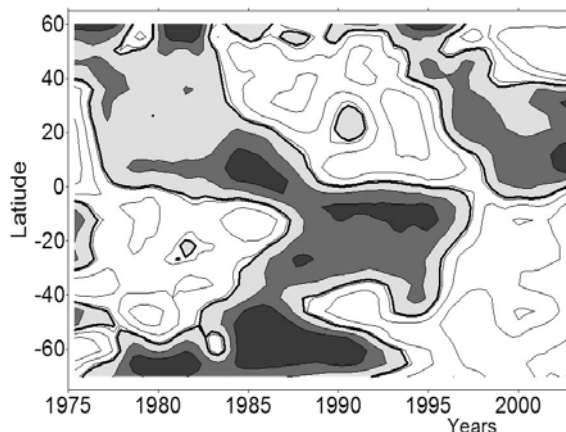


Рис. 2. Широтно-временное распределение биполей с различной ориентацией.

Изменение среднемесячного числа магнитных биполей представлено на Рис. 1. В годы минимума их число примерно в два раза меньше, чем в годы максимума, а в эпоху максимума 23-го цикла на $\sim 50\%$ меньше, чем в 21-м и 22-м циклах. В начале 2008 года наблюдается рост числа биполей, что может свидетельствовать о начале 24-го цикла активности (Рис. 1).

Число биполей с заданным углом наклона испытывает циклическое изменения. На Рис. 2 представлены широтно-временные диаграммы распределения областей с преимущественным направлением оси наклона биполей. Здесь темным цветом выделены области, где число элементов с направлением оси к восточному краю превышает число областей с осью в направлении западного края. Можно отметить, что биполи четных и нечетных циклов разнонаправлены. Цикл биполей начинается на высоких широтах ($> 60^\circ$) в эпоху максимума предыдущего цикла солнечных пятен. Далее область биполей нового цикла дрейфует к экватору и совпадает с распределением бабочек солнечных пятен.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программ РАН.

Литература

1. Harvey, K.L. Magnetic dipoles on the Sun, 1993.
2. Wilson, P.R., Alrock, R.C., Harvey, K.L., Martin, S.F., and Snodgrass, H.B. Nature, 1988, v. 333, 748.

АСИММЕТРИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

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

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

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

ASYMMETRY OF THE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD DISTRIBUTION

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

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

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

Abstract

We consider the longitudinal asymmetry of photospheric magnetic fields for 1976-2003 (NSO Kitt Peak data). Weak and strong magnetic fields develop in anti-phase during the solar cycle. The following difference between the longitudinal asymmetry distributions for the ascending and the descending phases of the 11-year solar cycle was found for the fields with $|B| > 100$ G: the maximum of the distribution is situated around 180° and $0^\circ/360^\circ$, respectively. For the weak magnetic fields we observe opposite longitudinal distributions for the ascending and the descending phases of solar cycle too. In contrast to the strong fields, the weak fields are localized at $0^\circ/360^\circ$ for the ascending phase and 180° for the descending one, i.e. in anti-phase to the strong magnetic fields.

В наших предыдущих работах для различных проявлений солнечной активности: солнечных пятен [1], источников солнечных протонных событий, источников рентгеновских вспышек [2], – были обнаружены два противоположных типа долготного распределения для двух периодов 11-летнего солнечного цикла: подъема-максимума и спада-минимума. В данной работе рассматриваются особенности долготного распределения фотосферного магнитного поля. Для этого были использованы синоптические карты фотосферного магнитного поля за 1976-2003 годы, полученные обсерваторией Китт Пик. Пространственное разрешение синоптических карт: 1° по долготе (360 шагов); 180 равных шагов по синусу широты от -1 (южный полюс) до +1 (северный полюс). Основную часть фотосферы занимают слабые поля: пиксели с модулем магнитного поля $B < 4$ Гс составляют 53% от общего числа, в то время как доля пикселей с $B > 100$ Гс составляет всего 1,3%. В интервале от 4 до 6 Гс находилось 13% пикселей.

На рис. 1а приведен временной ход сильных магнитных полей $|B| > 100$ Гс для приэкваториальных областей от $+40^\circ$ до -40° гелиошироты. По мере приближения к максимуму цикла растет доля солнечной поверхности, занятая сильными полями и растет магнитный поток этих полей.

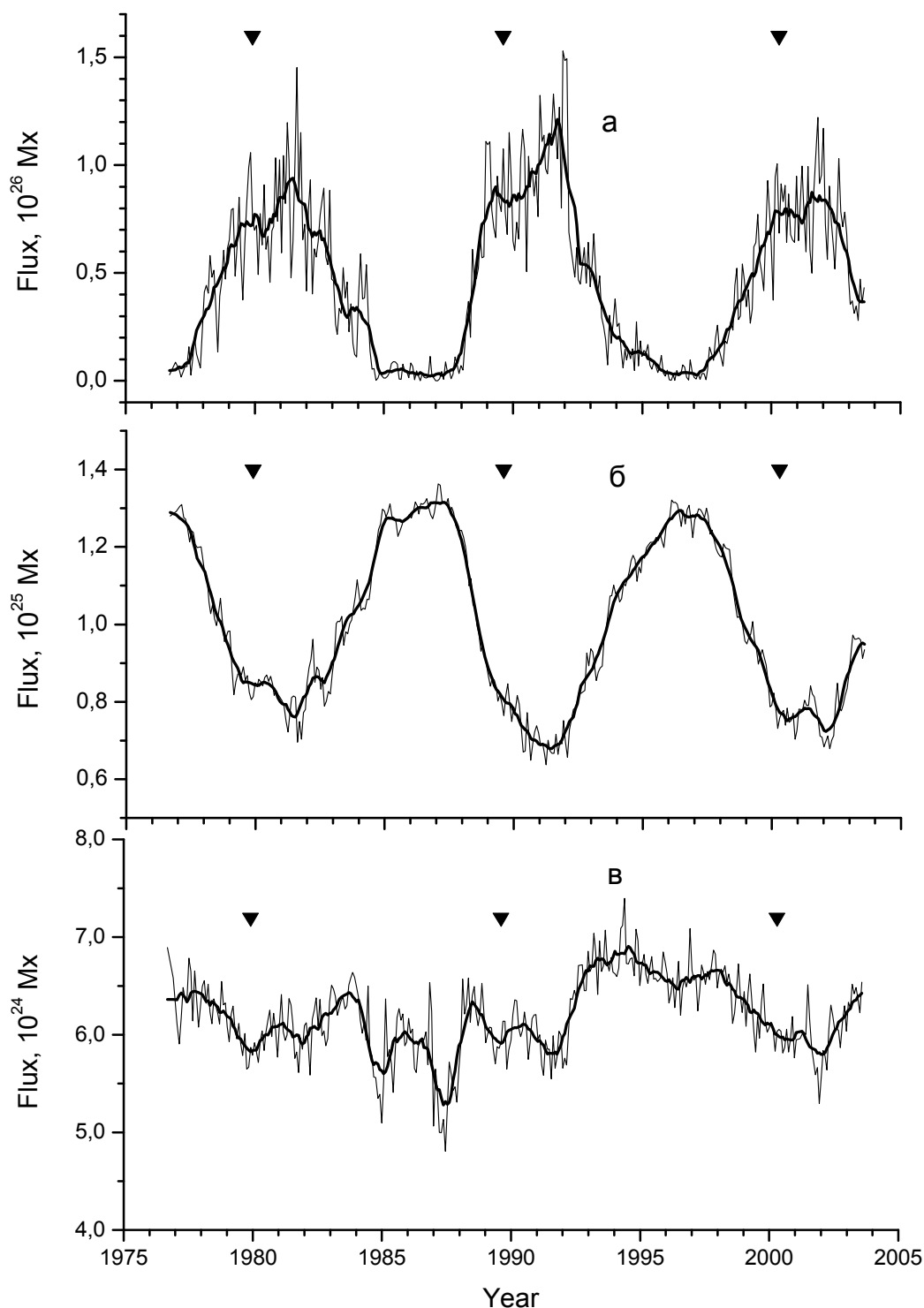


Рис. 1. Временной ход фотосферного магнитного поля в интервале гелиоширот от $+40^\circ$ до -40° : а) сильные магнитные поля $|B| > 100$ Гс; б) слабые поля $|B| < 4$ Гс; в) пограничная область магнитных полей $6 > |B| > 4$ Гс. Треугольниками отмечены максимумы солнечных циклов. Кривые – сглаживание по 10 солнечным оборотам.

Временной ход сильных магнитных полей следует в основном 11-летнему солнечному циклу. Однако более детальное сравнение показывает, что максимум временного хода магнитных полей заметно отстает от максимума солнечной активности (СА) и приходится на второй максимум

Гневыхшева. Слабые магнитные поля ($|B| < 4$ Гс, рис. 1б) развиваются строго в противофазе с сильными полями так, что минимум слабых магнитных полей также приходится на второй максимум Гневыхшева. Граница между двумя формами временной зависимости проходит при значениях магнитного поля 4-6 Гс. Для этого интервала магнитных полей (рис. 1в) связь с солнечным циклом практически отсутствует.

Разделение магнитных полей на слабые и сильные оказывается существенным при рассмотрении долготного распределения. Для оценки долготного распределения фотосферного магнитного поля использовалась методика векторного суммирования [3]. Для каждой синоптической карты было проведено усреднение по широте, которое давало одно значение магнитного поля для каждого градуса кэррингтоновской долготы. Векторное суммирование этих величин указывало доминирующую кэррингтоновскую долготу для данного солнечного оборота. Для дальнейшего исследования мы использовали массив данных, содержащий значения доминирующей долготы для каждого оборота Солнца.

Ранее нами было показано, что долготная асимметрия различных проявлений солнечной активности существенно отличается для двух частей 11-летнего солнечного цикла: для фазы подъема и максимума, с одной стороны, и для фазы спада и минимума, с другой стороны. Объединение фазы подъема с максимумом и фазы спада с минимумом соответствует определенным периодичностям изменения полярности магнитных полей Солнца. И для четного, и для нечетного солнечного цикла глобальная полярность магнитного поля совпадает с полярностью ведущих солнечных пятен для периодов подъема-максимума, в то время как для периодов спада и минимума полярности противоположны.

Поэтому при исследовании долготного распределения фотосферных магнитных полей мы также объединили все фазы подъема и максимума, за период 1976-2003 гг. в одном массиве данных, и все фазы спада и минимума, в другом. Для каждого кэррингтоновского оборота вычислялось одно значение доминирующей долготы. Распределение доминирующих долгот представлено на гистограммах (рис. 2). На рис. 2 а,б представлены долготные распределения сильных магнитных полей ($|B| > 100$ Гс) в области гелиоширот $\pm 40^\circ$. Для двух частей 11-летнего цикла можно видеть два противоположных типа долготного распределения фотосферного поля: выпуклое - для фазы подъема и максимума (рис. 2а) с максимумом долготного распределения на 180° градусов, и вогнутое - для спада и минимума (рис. 2б) с максимумом на $0^\circ/360^\circ$. Асимметрия распределения проявляется наиболее ярко для полей с $|B| > 100$ Гс, хотя тот же эффект наблюдается и для более слабых полей вплоть до 15-20 Гс.

Совсем другая картина имеет место для слабых фотосферных магнитных полей ($|B| < 5$ Гс, рис. 2 в,г). Для периода подъема-максимума (рис. 2в)

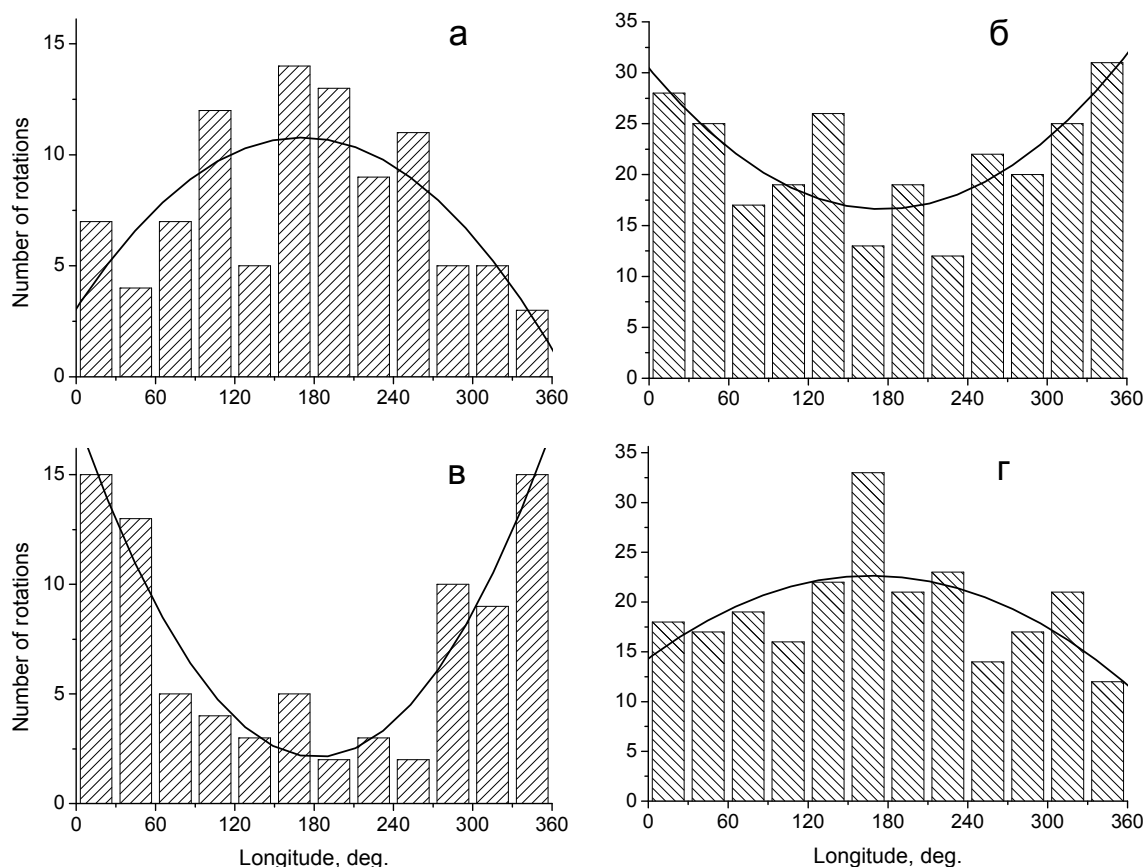


Рис. 2. Долготное распределение фотосферного магнитного поля за 1976-2003 для интервала гелиоширот от -40° до $+40^\circ$: а) и б) сильные магнитные поля $|B| > 100$ Гс; в) и г) слабые магнитные поля $|B| < 5$ Гс; период подъем-максимум (а, в) и период спад-минимум (б, г). Огибающие – аппроксимация полиномом 2-ой степени.

наблюдается резкая асимметрия, причем максимум долготного распределения приходится на $0^\circ/360^\circ$, т.е. прямо в противофазе по сравнению с сильными магнитными полями. Аналогично для спада-минимума (рис. 2г) у слабых полей максимум долготного распределения приходится на 180° , также в противофазе с сильными полями.

Полученные результаты свидетельствуют о наличии устойчивой, сохраняющейся в течение нескольких солнечных циклов, долготной асимметрии фотосферных магнитных полей. Максимум долготного распределения циклически перемещается на 180° , причем эти смещения тесно связаны с фазой 22-летнего магнитного цикла Солнца.

Работа получила поддержку РФФИ (грант № 07-02-00920).

Литература

1. Vernova E.S., Mursula K., Tyasto M.I., Baranov D.G.: 2004, Solar Phys., **221**, 151.
2. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G.: 2005, Mem. Soc. Astr. It., **76**, 1052.
3. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G.: 2007, Solar Phys., **245**, 177.

**РЕТРОСПЕКТИВНЫЙ АНАЛИЗ СПОРАДИЧЕСКИХ
И РЕКУРРЕНТНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ
В 1859-1860 гг. ПО АРХИВНЫМ ДАННЫМ
РОССИЙСКОЙ СЕТИ СТАНЦИЙ**

**Веселовский И.С.^{1,2}, Мурсула К.³, Птицына Н.Г.⁴,
Тясто М.И.⁴, Яковчук О.С.¹**

¹НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

²Институт космических исследований РАН, Москва

³Университет г. Оулу, Финляндия

⁴Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН

**RETROSPECTIVE ANALYSIS OF SPORADIC AND RECURRENT
GEOMAGNETIC PERTURBATIONS IN 1859-1860 ON THE BASE OF
RUSSIAN GEOMAGNETIC NETWORK ARCHIVES**

**Veselovsky I.S.^{1,2}, Mursula K.³, Ptitsyna N.G.⁴,
Tyasto M.I.⁴, Yakovchouk O.S.¹**

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

²Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

³Oulu University, Finland

⁴SPbF IZMIRAN, Russia

Abstract

Russian geomagnetic network archive data was used for the study of the famous event of August-September, 1859 and subsequent period of time [1, 2]. It is demonstrated that this sporadic event was the first and strongest in a series of weaker recurrent perturbations during several rotations of the Sun in 1859-1860. The geomagnetic storm was initiated by complex and multiple perturbations in the heliosphere after solar eruptions. It was one of biggest events of this sort, documented up to now. Similar geomagnetic events combining sporadic and regular features in the past also originated on the Sun and in the heliosphere.

Введение

Связь между процессами на Солнце и изменениями магнитного поля на Земле была обнаружена в середине 19 века, когда было найдено, что в вариациях геомагнитного поля прослеживается та же цикличность, что и в числе солнечных пятен, которую незадолго до этого обнаружил Швабе [3, 4]. Первые доказательства связи конкретных событий на Солнце и Земле, по-видимому, предоставляет солнечно-земное событие 1-3 сентября 1859 г. Согласно [5, 6] с точностью до десятка минут одновременно с солнечной вспышкой 1 сентября 1859 в Гринвичской обсерватории были зарегистрированы кратковременные вариации геомагнитного поля, а спустя 17 ч 40 мин, наблюдались сильнейшие возмущения всех трех элементов магнитного поля Земли. С тех пор эта геомагнитная буря является одной из самых известных и исследуемых бурь на протяжении 160 лет (см. например, [7-

10]). Кроме того, что сентябрьская буря - это первое документально подтвержденное солнечно-земное событие, она является экстремальной по многим параметрам [9].

Однако до сих пор остается много неясностей о возможных источниках этой экстремальной бури в межпланетном пространстве, магнитосфере и ионосфере по причине недостатка наблюдательных данных и сложности использования архивной информации [1].

Данные

Мы используем в статье данные магнитных наблюдений H -компоненты геомагнитного поля, сделанные с 31 августа по 5 сентября 1859 г. на 4 обсерваториях российской сети (Таблица 1).

Таблица 1. Координаты обсерваторий.

Станции	Географические координаты, градус		Геомагнитные координаты, градус (2005)	
	φ , широта	γ , E долгота	φ_m	γ_m , E
Санкт-Петербург	59.9	27.9	56.8	115.7
Екатеринбург	56.8	58.25	49.5	139.8
Барнаул	53.3	81.6	43.9	158.2
Нерчинск	51.3	117.3	41.15	187.6

Данные представляют собой ежечасные измерения. Кроме того, на некоторых станциях (Ст. Петербург, Екатеринбург) в период наибольших возмущений были проведены измерения каждые 5 и 2.5 минуты. Важно отметить, что измерения на всех станциях проводились одинаковыми инструментами и по одной методике [11].

Вариации H -компоненты 31 августа - 5 сентября 1859 г.

Данные Российской сети демонстрируют сложную структуру бури 2-3 сентября, состоящую из нескольких наиболее возмущенных периодов. (Рис. 1). На всех станциях 2 сентября между 4 и 6 UT началось очень сильное кратковременное магнитное возмущение (длительностью $\approx 1-2$ часа), во время которого приборы вышли за шкалу на всех станциях кроме Нерчинска. Во время этого возмущения размах вариаций H -компоненты был >1000 нТл в Екатеринбурге и Барнауле, > 700 нТл в Ст. Петербурге, и ≈ 400 нТл в Нерчинске. Немедленно после этого начался второй возмущенный период длительностью $t \sim 14$ ч, и затем третий - с $t \sim 22$ часа. Наиболее четко эти два последующих возмущения прослеживаются на самой высокоширотной станции (Санкт Петербург): в максимуме возмущений размах вариаций достигал ≈ 1000 нТл и затем ≈ 500 нТл. Наблюдаемые геомагнитные возмущения 2-3 сентября могли быть вызваны множественным событием на Солнце - сильным вспыхивающим триплетом, который произошел в течение времени порядка двух десятков часов.

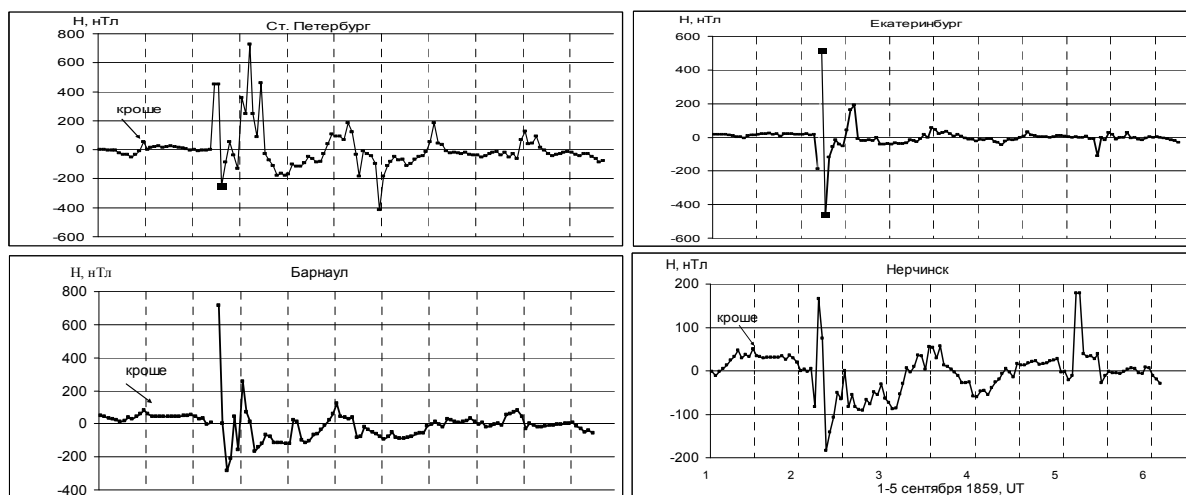


Рис. 1. Часовые значения Н-компоненты магнитного поля (отклонения от среднего), измеренные на сети российских обсерваторий с 1 по 5 сентября 1859 г. Для С.-Петербурга и Екатеринбурга черный квадрат – наибольшее и наименьшее значения Н во время возмущения, полученные по 5-минутным данным.

Первая из вспышек – это Кэррингтоновская вспышка, хорошо зарегистрированная наблюдателями вблизи центра солнечного диска 1 сентября 1859 г. Из-за того, что во время первоначального всплеска измерения вышли за шкалу, трудно уверенно определить направление поля, вызванного этой вспышкой. В Нерчинске и в Екатеринбурге часовые значения демонстрируют уменьшение поля в первый момент бури с последующим резким увеличением, но в основном возмущения Н-компоненты были положительными. Это свидетельствует о том, что во время этой бури на средних и высоких широтах наблюдалось усиление ионосферного и магнитосферного токов.

Рекуррентные геомагнитные возмущения в 1859-1860 гг.

Также благодаря использованию сохранившихся архивных материалов можно отметить новые обстоятельства, которые не отмечались ранее. За наиболее мощной группой солнечных вспышек, корональных выбросов массы и геомагнитных бурь, наблюдавшихся в конце августа - начале сентября 1859 г., последовала целая серия более слабых возмущений, приуроченных к той же активной долготе на Солнце и наблюдавшихся на протяжении нескольких месяцев вплоть до 1860 г. Имело место наложение друг на друга спорадической и рекуррентной составляющей геомагнитной активности, вызванной потоками солнечного ветра из эволюционировавшего источника на вращающемся Солнце [2]. В этом смысле имеется сходство с подобными событиями и периодами времени в других солнечных циклах, включая последний, 23-й цикл, когда полнота геомагнитных, гелиосферных и солнечных данных была наибольшей [12].

Выводы

В работе был проведён ретроспективный анализ данных магнитных наблюдений Н-компоненты геомагнитного поля с 31 августа по 5 сентября 1859 г. на пяти магнитных обсерваториях. Результаты анализа демонстрируют высокую согласованность данных разных станций Российской сети между собой и непротиворечивость их с данными нескольких других станций (в Кью и Бомбее), где регистрировалось эта буря. Из этого можно сделать вывод о надежности исторических магнитных измерений на российских обсерваториях. Особую ценность этим данным придает тот уникальный факт, что измерения на всех станциях проводились одинаковыми инструментами и по одной и той же методике. Исторические данные Российской сети обсерваторий демонстрируют сложную структуру геомагнитной бури 2-3 сентября 1859 г., состоящую из трех наиболее возмущенных периодов. Сделан вывод о том, что это множественное событие было вызвано серией из трех повторных эруптивных вспышек на Солнце в течение времени порядка двух десятков часов. Анализ сохранившихся архивных данных позволил впервые обнаружить рекуррентную последовательность геомагнитных возмущений, по крайней мере, до пяти оборотов Солнца после сильных спорадических возмущений в августе-сентябре 1859 г.

Литература

1. *Тясто М.И., Птицына Н.Г., Веселовский И.С., Яковчук О.С.* Экстремально сильная геомагнитная буря 2-3 сентября 1859 года по архивным магнитным данным российской сети наблюдений. // Геомагнетизм и аэрономия, в печати, 2008.
2. *Веселовский И.С., Мурсула К., Птицына Н.Г., Тясто М.И., Яковчук О.С.* Спорадические и рекуррентные геомагнитные возмущения в 1859-1860 гг. по архивным данным российской сети станций. // Геомагнетизм и аэрономия, в печати, 2008.
3. *Sabine, E.* On periodical laws discoverable in the mean effects of the larger magnetic disturbances// Royal Society of London, Phil. Trans. P.103-124, 1852.
4. *Schwabe, S.H.* Solar observations during 1843// Astron.Nach. V.21 (495) P.233, 1844.
5. *Carrington, R.C.* Description of a Singular Appearance seen in the Sun on September 1, 1859 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, V.20, P.13-15, 1860.
6. *Stewart B.* On the great magnetic disturbance which extended from August 28 to September 7, 1859, as recorded by photography at Kew Observatory// Philos.Trans. V. 151. P. 423-430, 1861.
7. *Loomis, E.* The great auroral exhibition of August 28th to September 4th 1859 // American J. Sci. Arts. Second Series. V. 32. P. 71-84, 339-361, 1861.
8. *Kimball, D.S.* A Study of the Aurora of 1859. University of Alaska, UAG-R109, 1960.
9. *Cliver E.W. and Svalgaard L.* The 1859 solar–terrestrial disturbance and the current limits of extreme space weather activity// Solar Physics. V. 224, P. 407-422, 2004.
10. *Tsurutani, B.T., Gonzales, W.D., Lakhina, G.S., Alex, S.* The extreme magnetic storm of 1 –2 September 1859// J.Geophys.Res.108, doi:10.1029/2002JA009504, 2003.
11. *Купфер А.Я.* Наставление к производству магнитных и метеорологических наблюдений, составленное директором Главной Физической Обсерватории для Магнитных Обсерваторий Горного Ведомства. Ст. Петербург: 1855.
12. *Ермолаев Ю.И. и др.* Год спустя: Солнечные, гелиосферные и магнитосферные возмущения в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и Аэрономия. Т.45. №6. С.723-763. 2005.

**СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР И МЕЖПЛАНЕТНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ,
СВЯЗАННЫЕ С КОМПЛЕКСОМ ИЗ ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ
КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ И АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ
В МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА № 23**

Веселовский И.С.^{1,2}, Шугай Ю.С.¹, Яковчук О.С.¹

¹НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

²Институт космических исследований РАН, Москва

**SOLAR WIND AND INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD
ASSOCIATED WITH THE COMPLEX OF EQUATORIAL CORONAL
HOLE AND ACTIVE REGION AROUND THE MINIMUM OF THE
SOLAR CYCLE № 23**

Veselovsky I.S.^{1,2}, Shugay Yu.S.¹, Yakovchouk O.S.¹

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

²Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract

High-speed solar wind streams (HSSWSs) and interplanetary magnetic sectors observed simultaneously onboard twin STEREO, SOHO and ACE spacecraft are used for better understanding of three-dimensional and time-dependent properties of heliospheric plasma and magnetic field parameters at the Earth's orbit around the minimum of solar activity cycle. We analyze an interesting situation when the active region (AR) was situated inside the big coronal hole (CH) and resided here for several months. In this clear case, the whole complex (CH+AR) evolution determined the observed properties of HSSWSs and the magnetic sector structure.

Введение

Корональные дыры (КД) имеют сложную внутреннюю структуру, которая активно изучается в последнее время. Начиная с 1970-х годов, описываются активные области (АО), наблюдаемые в КД [1, 2]. Замкнутые магнитные структуры могут располагаться как на границах, так и внутри КД. В работе [3, 4] отмечается, что интенсивные геомагнитные бури связаны со вспышками в АО или эрупцией протуберанцев, расположенных около КД. В работе [5] описывается геомагнитная буря 24 августа 2005 г., источник которой был связан с АО, расположенной в низкоширотной КД. В минимуме 23-го цикла солнечной активности наблюдалась рекуррентная приэкваториальная КД отрицательной полярности. В течение нескольких месяцев внутри КД или около ее границ существовали замкнутые магнитные структуры АО, некоторым из которых был присвоен номер по каталогу NOAA. В работе анализируется влияние АО, расположенных внутри или на границе этой КД, на параметры высокоскоростных потоков солнечного ветра (ВСП СВ) и межпланетного магнитного поля (ММП) по данным с космических аппаратов (КА) STEREO_A, STEREO_B, SOHO/EIT и ACE, расположенных вблизи орбиты Земли в различных точках простран-

ства как по долготе, так и по широте. Исследуется период времени с сентября 2007 г. по апрель 2008 г.

Результаты и обсуждение

КД и ВСП СВ наблюдались на КА STEREO-B, ACE и SOHO/EIT, STEREO-A в указанной последовательности с различной задержкой по времени, которая непрерывно увеличивалась. Отметим некоторые интересные особенности. В октябре 2007 г. в потоках СВ, связанных с КД, внутри которой располагалась АО, наблюдалось увеличение скорости на хвосте ВСП СВ до 630 км/с. Эта особенность профиля ВСП СВ регистрировалась только на КА STEREO_A и была связана с АО, наблюдаемой внутри КД, и с ее размерами по широте, составляющими приблизительно 15° . В декабре 2007 г. приэкваториальная КД - источник ВСП СВ – изменила свою геометрию и развившаяся АО теперь располагалась не внутри КД, а за ней по ходу вращения Солнца. На всех КА регистрируются очень похожие по величине скорости и профилю ВСП СВ, также наблюдается согласие в значениях плотности СВ и ММП. Это связано с отсутствием достаточно больших замкнутых магнитных структур внутри КД, а АО, находящаяся за КД по ходу вращения Солнца при этом не влияет на формирование ВСП СВ. Подобная картина наблюдалась и в марте 2008 г. В величинах скорости и профилях ВСП СВ, измеренных на всех КА, наблюдалось согласие. АО (номер по каталогу NOAA 10987) располагалась сразу за КД по ходу вращения Солнца и также не влияла на формирование ВСП СВ из КД. Вспышечная активность, наблюдаемая в марте, была связана с другой АО (номер по каталогу NOAA 10989).

Выводы

В минимуме солнечной активности наблюдался комплекс, состоящий из АО и КД. Комплекс не был источником заметной спорадической активности Солнца. Наличие внутри КД достаточно больших замкнутых магнитных структур, а также быстрые, в течение суток, изменения формы КД приводят к изменению профиля ВСП СВ, который может заметным образом отличаться на разных космических аппаратах.

Работа поддержана грантами РФФИ 07-02-00147, 06-05-64500. Мы благодарны авторам экспериментов, выполненных на КА *SOHO*, *STEREO* и *ACE*, за предоставление информации в Интернете. Проект *SOHO* осуществляется в рамках международного сотрудничества между Европейским космическим агентством и *NASA*.

Литература

1. *F.A. Timoty, F.S. Krieger and G.S. Vaiana*. Sol. Phys. 1975, 42, 135-156.
2. *И.С. Веселовский, Ю.С. Шугай, О.С. Яковчук*. Труды конференции МИФИ-2006. Москва 2006. Т.7. С.18-19.
3. *A. Hewish, S. Bravo*. Sol. Phys. 1986, 106, 195.
4. *R. Shelke*. J.Astrophys. Astr. 2006, 27,101.
5. *A. Asai, T. Ishii, K. Shibata, N. Gopalswamy*. 36th COSPAR Scientific Assembly. 16 - 23 July 2004, in Beijing, China., p.2406.

ВОЗМОЖНОСТИ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПАРАМЕТРИЗАЦИИ ЦИКЛА ШВАБЕ

Волобуев Д.М.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

POSSIBILITIES AND PERSPECTIVES FOR THE PARAMETERIZATION OF THE SCHWABE CYCLE

Volobuev D.M.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Empirical description of the shape of the sunspot cycle is one of the oldest problems of solar physics. It requires two or more free parameters. Here we show that two-parameter fit accuracy is close to the accuracy of 3-yr running average. Most compact function possible for 2-parameter fit is $R = \left(\frac{t-t_0}{T_s}\right)^2 e^{-\left(\frac{t-t_0}{T_d}\right)}$, here (T_s, T_d) are free parameters and t_0 is the time of minimum. This function does not belong to Pearson's family of curves but it is a solution of the first order equation $\frac{\dot{R}}{2R} = \frac{1}{t-t_0} - \frac{1}{T_d}$. A linear relation between T_s and T_d is confirmed with high correlation ($r = 0.88$), so we argue the possibility of the one-parameter fit. The quality of the one-parameter empirical fit is close to that of the multi-parameter fit. The possibility of the one-parameter fit can be interpreted with the truncated dynamo model, but the quality of the fit is not better than that achieved for the empirical fit. In such a way the quality of the one-parameter fit can serve as a criterion for comparison different dynamo-models.

Введение

Известно, что форма и длительность изменяются от цикла к циклу, следуя правилу Вальдмайера и некоторым другим статистическим закономерностям. Чтобы найти общий закон эволюции цикла от минимума до минимума, важно найти функционал $F(t-t_0, A, C): (F(t-t_0)-R)^2 = \min$, где R – фактическое число пятен, t_0 – момент начала цикла, A и C – наборы свободных параметров – констант на протяжении цикла и действительных констант соответственно. Это очень старая проблема параметризации, которая становится нетривиальной при сведении к минимуму числа управляющих параметров. Стюарт и Панофский [1] нашли трехпараметрическое представление вида $F = c(t-t_0)^a e^{-b(t-t_0)}$, которое принадлежит к семейству кривых Пирсона (тип III), т.е. является решением дифференциального уравнения $\frac{\dot{F}}{F} = \frac{a}{t-t_0} - b$. Уже в то время, как заметили авторы, это представление не обеспечивало точного описания всех циклов. Многие последующие работы, напр. [2], оставались в рамках этой формулы, изменяя лишь методы аппроксимации. Существенное улучшение точности было

достигнуто Хатавеем и др. [3] при аппроксимации функцией $\frac{a(t-t_0)^3}{\exp\left\{\frac{(t-t_0)^2}{b^2}\right\}-c}$, где c является константой и существует значимая, но не-

линейная зависимость $a(b)$. Ими же было показано, что увеличение числа параметров до трех и пяти не дает заметного улучшения по точности в сравнении с двухпараметрической аппроксимацией. Существенную неопределенность, обусловленную единовременным появлением пятен соседних циклов в эпоху минимума, имеет момент минимума t_0 , который многие авторы рассматривают как один из параметров модели. Такой подход, однако, затрудняет сравнение различных моделей, и в данной работе мы считаем, что момент минимума задан. Действительно, определение момента минимума является отдельной задачей, и более надежно определяется появлением первых высокоширотных пятен [4], нежели формой цикла. При использовании параметризации для прогноза, все же, необходимо иметь ввиду существенную ошибку из-за t_0 , которая уничтожается сдвигом всей кривой во времени. В отличие от параметризации Стюарта-Панофского, параметризация Хатавея и др. не является решением компактного дифференциального уравнения, что затрудняет ее сравнение с возможными редуцированными динамо-моделями. В данной работе мы искали ответ на следующие вопросы:

- возможно ли существенное улучшение в точности параметризации;
- возможна ли компактная параметризация, которая при этом являлась бы решением дифференциального уравнения;
- сравнение эмпирических параметризаций и параметризаций на основе редуцированных динамо-моделей.

Эмпирические параметризации

Существенным отличием параметризации Стюарта-Панофского от параметризации Хатавея и др. является наличие квадрата времени в показателе экспоненты, поэтому мы использовали формулу Стюарта-Панофского с квадратом времени и использовали алгоритм нелинейной аппроксимации Левенберга-Маккварта (MatLab функция `lsqcurvefit`) для поиска свободных параметров. При этом оказалось, что показатель степени близок к двойке; мы фиксировали его и получили формулу вида:

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

Здесь свободные параметры (T_s , T_d), Рис. 1, имеют размерность времени (годы) и связаны между собой эмпирическим соотношением:

$$T_d = (5.7 \pm 0.7)T_s + (2.9 \pm 0.2). \quad (2)$$

Здесь ошибки представляют собой 95% доверительный интервал, корреляция $r = 0.88$ достаточно высока.

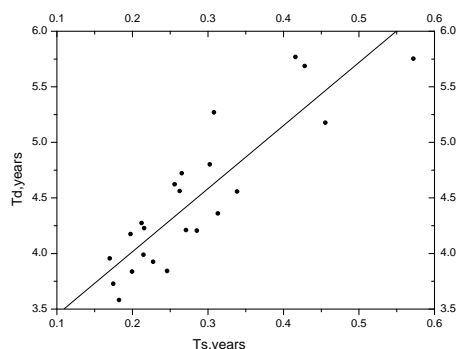


Рис. 1. Зависимость “времени релаксации” T_d от “времени затравки” T_s для двухпараметрической параметризации.

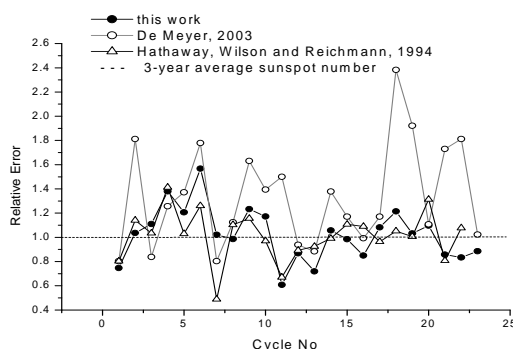


Рис. 2. Сравнение ошибок двухпараметрических аппроксимаций отнесенных к ошибке усреднения скользящим средним с шириной окна 3 года.

На Рис. 2 показано сравнение ошибки параметризации (по формуле, предложенной Хатавеем и др.) по отношению к ошибке усреднения, которую можно условно рассматривать как ошибку «идеальной» параметризации. В качестве времени t_0 для всех вариантов использовалась таблица, приведенная в работе [5]. Аппроксимация производилась на основе среднемесячных чисел Вольфа

http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/greenwch/spot_num.txt. Из рисунка видно, что наша параметризация не отличается по точности от параметризации Хатавея и др.; обе они близки к единице, т.е., к усреднению. Параметризация Де Мейер [2], которая представляет собой частный случай параметризации Стюарта-Пановского, имеет систематически большую ошибку. Нетрудно заметить, что выражение (1) является решением уравнения

$$\frac{\dot{R}}{2R} = \frac{1}{t-t_0} - \frac{t-t_0}{T_d^2}, \quad (3)$$

которое отличается от уравнения Пирсона типа III вторым, линейным по времени членом в правой части. Интересной головоломкой является получение соотношения типа (3) из уравнений динамо, считая $R \sim B^2$, но неизвестно, имеет ли решение такая задача. Тем не менее, используя редуцированные уравнения динамо, можно получить независимые параметризации, изменяя начальные условия в точке t_0 , чем мы и займемся в следующем разделе настоящей работы.

Параметризации на основе динамо

Мы рассмотрим параметризацию на основе ТОУ динамо [6] и параметризацию на основе динамо – аналога генератора Ван-Дер-Поля [7]. В случае ТОУ динамо система уравнений имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{I}_p &= \tau [\mu I_p + \omega I_t] \\ \dot{I}_t &= \tau [\mu I_t + (\omega - A) I_p] \\ \dot{\omega} &= \tau [F_0 - I_p I_t] \end{aligned}$$

$I_p(t_0) = -3, I_t(t_0) = 0, \omega(t_0)$ – свободный параметр.

Константы $\{a = -2.5 \cdot 10^{-5}, b = 0.0044, c = -0.32, d = 0.35, e = 0.9\}$

Для генератора Ван-Дер-Поля

$$\dot{B} = u,$$

$$\dot{i} = -\varpi^2 B - \mu(3\xi B^2 - 1),$$

$\varpi = 0.2993, \mu = 0.2044, \xi = 0.0102$, свободный параметр $u(t_0)$.

Результаты параметризации представлены на Рис. 4.

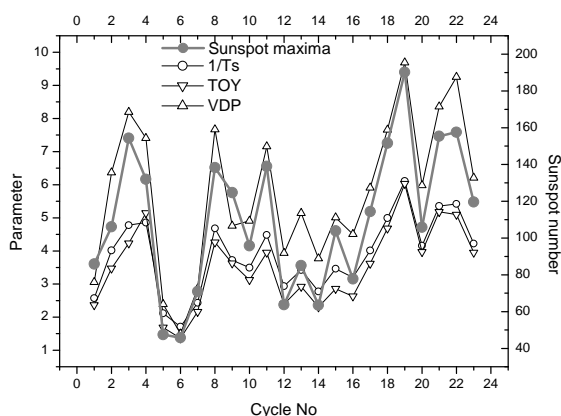


Рис. 3. Вариации свободного параметра от цикла к циклу при однопараметрической параметризации в сравнении с вариацией среднегодовых максимумов циклов.

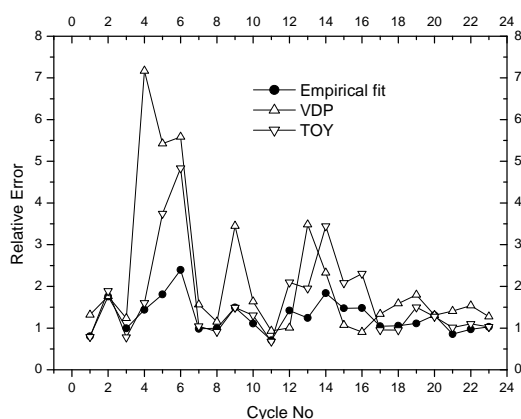


Рис. 4. Сравнение относительных ошибок однопараметрической аппроксимации отнесенных к ошибке осреднения скользящим средним с шириной окна 3 года.

Параметризация на основе динамо-моделей заметно проигрывает эмпирической параметризации, главным образом в глобальных минимумах. Свободный параметр изменяется синхронно с вековой огибающей (Рис. 3), что говорит в пользу независимости вековой огибающей от 11-летнего цикла.

Таким образом, успешность однопараметрической параметризации может рассматриваться как один из критериев сравнения моделей динамо.

Работа поддержана: Программой президиума РАН: "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля", РФФИ 07-02-00379, 05-07-90107, НШ 6110.208.2 и Фондом содействия отечественной науке.

Литература

1. *Stewart, J.Q. and Panofsky, A.A.*:1938, *Astrophys. J.*, **4**, 385.
2. *De Meyer, F.*: 2003, *Solar Phys.*, **217**, 349.
3. *Hathaway, D.H., Wilson, R.M. and Reichmann, E.J.*: 1994, *Solar Phys.* **151**, 177.
4. *Sabarinath, A. and Anilkumar, A.K.*: 2008, *Solar Phys.* **250**, 183.
5. *Wilson, R.M.*: 1987, *Solar Phys.*, **111**, 255.
6. *Volobuev, D.*: 2006, *Solar Phys.*, **238**, 421.
7. *Mininni, P.D., Gomez, D.O., Mindlin, G.B.*: 2001, *Solar Phys.*, **201**, 203.

WHAT CAN WE LEARN ABOUT SOLAR DYNAMO FROM GEOMAGNETIC DATA

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

¹ STIL-BAS, Sofia, Bulgaria

² IZMIRAN, Troitsk, Russia

Introduction

The “flux-transport” solar dynamo mechanism [1, 2] requires a meridional circulation [3] with a surface flow toward the poles and a counterflow at the base of the convective zone. The surface poleward flux has been confirmed observationally (e.g. [4] and the references therein; [5]). The deep counterflow has not been yet observed, but has been estimated by the equatorward drift of the sunspot occurrence latitudes [6]. There are some indications for long-term variations in both the surface and the deep meridional circulation [4, 7], but these variations are not known for sure. Such long-term variations in the meridional circulation would be very important for testing the solar dynamo theory and for understanding the long-term variations in solar and geomagnetic activity.

Deriving the meridional circulation from geomagnetic data

There are two peaks in geomagnetic activity in the 11-year solar cycle: one – “ $aa_{\max 1}$ ” - at sunspot maximum R_{\max} when the coronal mass ejections (related to Sun’s toroidal field) are most numerous and most intense, and another – “ $aa_{\max 2}$ ” - on the decline to minimum phase of the sunspot cycle when polar coronal holes (related to Sun’s large-scale poloidal field) from which high speed solar wind originates reach their maximum size. Interpreting the flux-transport dynamo, “delay-1” - the time between the $aa_{\max 1(n)}$ and $aa_{\max 2(n)}$ - is the time it takes the surface meridional flow to carry the flux from low latitudes to the poles after R_{\max} , while “delay+1” - the time between $aa_{\max 2(n)}$ and $aa_{\max 1(n+1)}$ - is the time for the high latitude poloidal flux to sink to the base of the convective zone, to be carried equatorward by the deep meridional circulation and, transformed into toroidal field, to emerge in the active latitude belt as sunspots of the next cycle. From delay-1, assuming that the distance traversed by the flow between R_{\max} and the following $aa_{\max 1}$ is from sunspot maximum latitude ($\sim 15^\circ$) to the pole, we can estimate the speed of the surface meridional circulation V_{surf} (Fig.1a). V_{surf} is in good agreement with the observational results cited above.

With the time for buoyant emergence of flux tubes set to 1 month, and the speed of the downward transport equal to V_{deep} , from delay+1 we can calculate the speed of V_{deep} (Fig.1b). Our results agree with the speed of the deep circulation estimated from the sunspot butterfly diagram [6].

For conservation of mass, the poleward flow must be equal to the return equatorward counterflow. Therefore, from the mass distribution in the Sun [8]

and from the ratio of V_{surf} and V_{deep} we can estimate what part of the convective zone is involved in poleward and what in equatorward flow (Fig.1c).

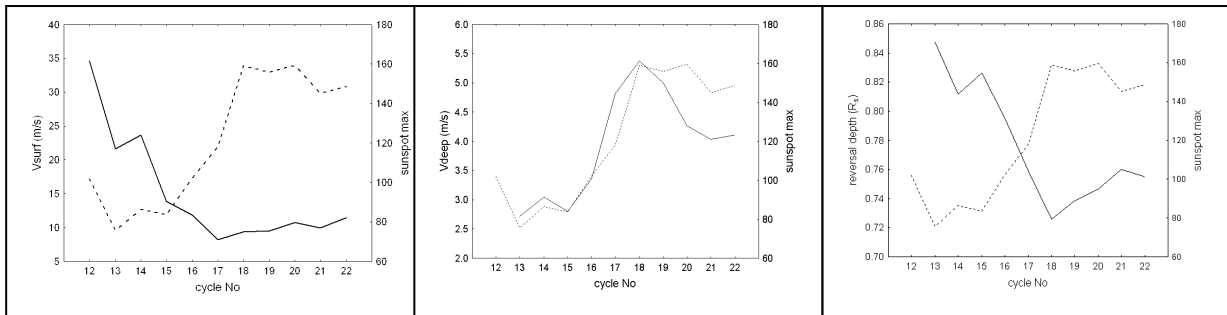


Fig. 1a.

Fig. 1b.

Fig. 1c.

Relation to the sunspot cycle and implications for the dynamo theory

Surface circulation, deep circulation, and reversal depth all exhibit long-term variations related to the long-term variations in solar activity. Relations between the meridional circulation and the sunspot cycle amplitude and length are predicted by theory and are simulated by models, so the above results provide a test for the theory and the models.

In light of the flux transport dynamo, a slower surface circulation allows more leading-polarity flux to diffuse across the equator and to cancel with the opposite leading-polarity flux of the other hemisphere, so more trailing-polarity flux will be left to be carried to the poles where it will form a stronger poloidal field [9]. Indeed, the correlation between the amplitude of the geomagnetic activity peak on the sunspot declining phase as a measure of the high latitude poloidal field (aa_n), and the speed of the surface meridional circulation between this aa -index peak and the preceding sunspot maximum (V_{surf_n}) is negative, $r = -.841$ with $p = 0.03$ at $\text{lag}=0$. Further, a stronger poloidal field will be transformed into a stronger toroidal field of the following sunspot cycle $n+1$. The correlation between the speed of surface circulation and the amplitude of the following sunspot cycle is $r = -.855$ with $p < 0.01$. This relation has predictive power: the amplitude of the following sunspot cycle can be predicted as soon as the maximum in geomagnetic activity on the sunspot declining phase is registered.

From Fig.1b it is evident that V_{deep} preceding sunspot maximum is highly correlated to the magnitude of this maximum ($r = 0.87$ and $p < 0.01$ at $\text{lag} = 0$) - a higher sunspot maximum appears after faster V_{deep} . According to [10], the dependence of the cycle amplitude on V_{deep} indicates whether the solar dynamo operates in “diffusion-dominated” or in “advection-dominated” regime: in the diffusion-dominated regime (relatively high values of the diffusivity and relatively low circulation speed), a higher V_{deep} means less time for diffusive decay of the poloidal field during its transport through the convection zone, leading to more generation of toroidal field and hence a higher cycle amplitude. In the advection-dominated regime (relatively high circulation speed and relatively low

diffusivity), diffusive decay is less important and a higher V_{deep} leads to a lower cycle amplitude because there is less time to induct toroidal field in the tachocline through which magnetic fields are swept through at a faster speed.

It is well known that the amplitude of a cycle anti-correlates with the rise time from minimum to maximum of the cycle [11]. The dependence of the cycle amplitude on the speed of the preceding deep circulation explains why the rise time of a cycle anti-correlates with the amplitude of the cycle: the rise time is entirely included in the time between geomagnetic activity maximum on the sunspot decline phase and the next sunspot maximum. As should be expected, the correlation between the speed of the deep circulation preceding sunspot maximum and the rise time to this maximum is negative and strong, $r = -0.936$ with $p < 0.01$.

The Maunder minimum

Taking the minima in 10Be [12] as a proxy for geomagnetic activity maxima and the group sunspot number (Hoyt and Schatten, 1998) as a measure of solar activity, we try to estimate the solar meridional circulation during the Maunder minimum (Fig. 2a). In contrast to Fig. 1b, the correlation between V_{deep} and R_z is negative: the faster the speed of the deep circulation, the lower the cycle amplitude. This means that the solar dynamo operates in advection dominated regime which occurs when the deep circulation speed is relatively high and the diffusivity is relatively low [10]. The negative correlation between V_{deep} and the sunspot activity during the Maunder minimum is confirmed by data for the yearly sunspot areas since 1619 [14, 15, 16] from the ESAI - Extended time series of Solar Activity Indices. An even longer ESAI reconstruction of the yearly Wolf numbers and the yearly aa-indices since 1099 [17] confirms that the correlation between V_{deep} and sunspot activity was negative (and hence Waldmeier rule was violated) during the other grand minima of solar activity: Wolf minimum from about 1280 to 1350 and Spörer minimum from about 1450 to 1550 (Fig. 2c).

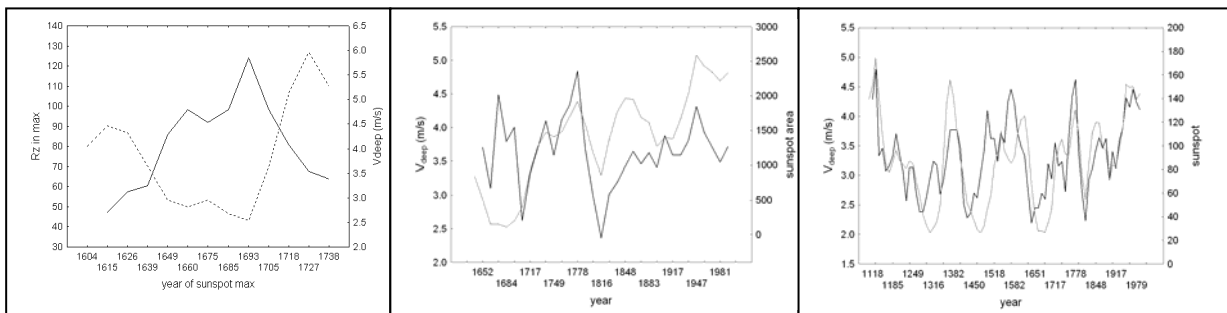


Fig. 2a.

Fig. 2b.

Fig. 2c.

Prediction for sunspot cycle 24

As seen from Fig.1, there is good correlation between $(\text{delay}-1)_n$ and the amplitude of the following sunspot maximum $R_{\text{max}_{n+1}}$. There is also a correlation (not shown) between $(\text{delay}-1)_n$ and $(\text{delay}+1)_{n+1}$:

$$R_{\text{max}_{n+1}} = 70.9 + 1.4727 * (\text{delay}-1)_n \quad (1)$$

$$(\text{delay}+1)_{n+1} = 139 - 1.268 * (\text{delay}-1)_n \quad (2)$$

From these dependences the amplitude and the timing of the next sunspot maximum can be estimated as soon as the maximum geomagnetic activity on the sunspot decline phase has been registered. (1) gives 125 ± 17 as the expected maximum sunspot number for cycle 24, and (2) gives 92 ± 8 months between last aa-index maximum (August 2003) and next sunspot maximum, which means sunspot maximum in April 2011 ± 8 months.

References

1. Babcock H.W., *Astrophys. J.*, 133, 572-587, 1961.
2. Leighton R., *Astrophys. J.*, 156, 1-26, 1969.
3. Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr., *Astrophys. J.*, 375, 761-770, 1991.
4. Hathaway D., Wilson R., Reichmann E., *J. Geophys. Res.*, 104, 22,373-22,388, 1999.
5. Ivanov E.V., Obridko V.N., Shelting, B.D., ESA SP-506, 851-854, 2002.
6. Hathaway D., Nandy D., Wilson R., Reichmann E., *Astrophys. J.* 589, 665-670, 2003.
7. Javaraiah J., Ulrich R., *Solar Phys.*, 237, 245-265, 2006.
8. Bahcall J.N., Serenelli A.M., Basu S., *Astrophys. J.* 621 (1), L85-L88, 2005.
9. Wang Y.-M., *Solar Phys.*, 224, 21-35, 2004.
10. Yeates A.R., Nandy D., Mackay D.H., *Astrophys. J.*, 673 (1), 544-556, 2008.
11. Hathaway D., Wilson R.M., Reichmann E.J., *Solar Phys.*, 151(1), 177-190. 1994.
12. Beer J., Tobias S., Weiss N., *Solar Phys.*, 181 (1), 237-249, 1998.
13. Hoyt D.V., Schatten K.H., *Solar Phys.*, 181(2), 491-512, 1998.
14. Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M., IAU Symposium, Vol. 223, Stepanov A.V., Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G. (Eds.). Cambridge, UK, Cambridge University Press, 555-556, 2004.
15. Nagovitsyn, Yu. A., *Astronomy Letters*, 32, (5), 344-352, 2006.
16. Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., Volobuev D.M., *Solar Phys.*, 224(1-2), 103-112, 2004.
17. Nagovitsyn Yu.A., Miletsky E.V., Ivanov V.G., Guseva S.A., *Cosmic Res.*, 46 (4), 283-293, 2008.

О ДИНАМИКЕ СТРУКТУР ГРАНУЛЯЦИОННОГО ПОЛЯ

Гетлинг А.В.¹, Бучнев А.А.²

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М. В. Ломоносова,
Москва 119991, A.Getling@mail.ru*

²*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН,
Новосибирск 630090, baa@ooi.ssc.ru*

ON THE DYNAMICS OF STRUCTURES IN THE GRANULAR FIELD

Getling A.V.¹, Buchnev A.A.²

¹*Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,
119992 Moscow, Russia, A.Getling@mail.ru*

²*Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics,
630090 Novosibirsk, Russia, baa@ooi.ssc.ru*

Abstract

An attempt is made to estimate the lifetimes of quasi-regular structures formed by parallel strips or concentric rings typically present in granulation images averaged over 1–2 h (“ridges” and “trenches” in the relief of the averaged brightness field). To this end, we use a newly developed batch version of COLIBRI, a purpose-adapted modification of a code originally developed to detect geological structures in aerospace images. This version makes it possible to process sequences of images and study the dynamics of particular structures. We find that the lifetime of individual small-scale trenching-pattern fragments varies from 0.5 to 2 h, while well-developed structures exceeding mesogranules in their spatial scale can persist as long as 3 h.

Введение

Рельеф яркости усредненных по времени изображений солнечной грануляции нередко выглядит «изборожденным»: на нем обнаруживаются участки с чередующимися «грядами» и «бороздами», которые образуют квазирегулярные структуры в виде систем концентрических колец или параллельных полос [1, 2]. Обработка таких усредненных (по 1–2-часовым интервалам) изображений с помощью программы COLIBRI – специальной модификации программы, изначально разработанной для поиска геологических структур на аэрокосмических снимках – показала, что картины «изборожденности» широко распространены в усредненных грануляционных полях, и это может указывать на широкое распространение валиковой конвекции в подфотосферных слоях [3]. Недавно разработанная пакетная версия программы COLIBRI позволяет применять выбранный режим обработки к длинным сериям изображений. Благодаря этому появилась возможность изучать эволюцию выявляемых при обработке систем линейных элементов (линейных элементов) и контуров – кривых, которые программа строит как цепочки линейных отрезков. Здесь сообщаются первые результаты такого изучения динамики структур.

Данные

Мы используем серию изображений грануляции, полученную на о. Ла Пальма 5 июня 1993 г. Брандтом, Шармером и Саймоном с помощью Шведского вакуумного солнечного телескопа в спектральной полосе шириной 10 нм с центральной длиной волны 468 нм [3]. Точнее, наш анализ относится к 7-часовому отрезку этой серии и площадке размером 43.5×43.5 Мм² (480×480 пикселей размером 90.6 км). Поле изображения находилось вблизи центра диска. Типичное разрешение было не хуже 0.5 угловых секунд, а временной интервал следования кадров составлял 21.03 с. Первичная обработка изображений включала в себя совмещение кадров, компенсацию искажений и дозвуковую фильтрацию.

Результаты

Хотя вывод о вероятном широком распространении валиковых течений в подфотосферных слоях был сделан на основании результатов алгоритмической обработки усредненных по времени изображений с помощью программы COLIBRI [4], присутствие таких движений довольно хорошо прослеживается визуально при просмотре фильмов, составленных из мгновенных изображений грануляции.

Первое, что обращает на себя внимание – это черты коллективной динамики в поведении гранул. Иначе говоря, в поле фотосферных скоростей в пределах некоторых участков поверхности наблюдается согласованность, или когерентность. Согласованными оказываются движения вдоль некоторых линий – в рамках нашей интерпретации эти линии должны соответствовать протяжению конвективного валика. Обычно площадки, на которых наблюдается валиковая упорядоченность, бывают не очень большими, и общая структура выглядит фрагментарной, «лоскутной» (в литературе на английском языке – patchy). Подобного рода фрагментарность нередко присутствует и в лабораторных картинах валиковой конвекции.

Поскольку на данный момент не выработано никаких формальных критериев идентификации структур в усредненных изображениях, и эта идентификация делается чисто зрительно, сколько-нибудь надежных определений времени жизни структур сделать пока не удалось. Тем не менее, в некоторых случаях просмотр фильмов, полученных как скользящие средние последовательности изображений грануляции, позволяет определить (разумеется, весьма приблизительно) момент начала формирования структуры и момент ее исчезновения (точнее, срединные моменты окна усреднения, при которых появляются и исчезают признаки структуры).

В частности, была визуально изучена эволюция той системы концентрических колец и радиальных лучей, которая – на этапе ее наибольшего развития – показана на рис. 1. До начала формирования этой системы в данном участке поверхности присутствовала сложная, малоупорядоченная картина, образованная цепочками светлых пятен (напомним, что эти цепочки мы интерпретируем как отпечатки конвективных валов). Рассматри-

ваемая структура возникла в результате перестроения этих цепочек и в конце концов исчезла в результате зашумления новыми цепочками. Временной интервал между указанными моментами составил приблизительно 2.6 ч. Если считать, что для выявляемости структуры на усредненном изображении достаточно ее существования в течение 1/2 длительности интервала, покрытого окном усреднения, то время ее жизни будет около 2.6 ч; если же принять, что требуется по крайней мере 3/4 этого интервала, время жизни оказывается близким к 3.6 ч. И в том, и в другом случае оно лежит в диапазоне времен жизни мезогранул, тогда как размер системы – около 15 Мм – является промежуточным между типичными размерами мезогранул и супергранул.

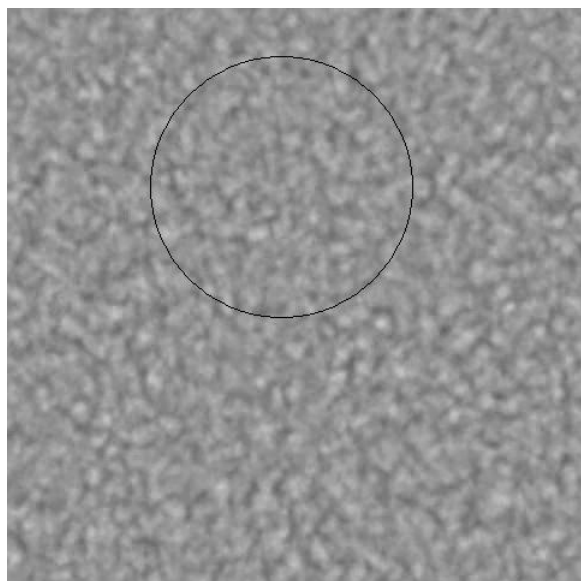


Рис. 1. Изображение грануляции, усредненное по 2-часовому интервалу. Система колец и радиальных лучей обведена окружностью.

Обработка с помощью программы COLIBRI выполнялась для серий как усредненных, так и мгновенных изображений.

При просмотре фильма, полученного обработкой последовательных

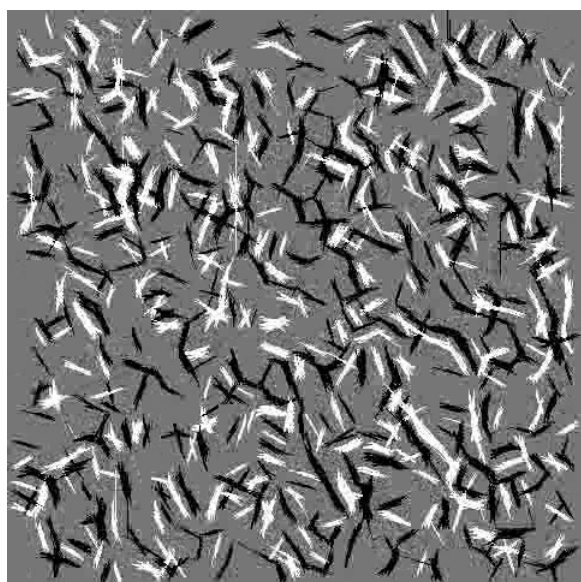


Рис. 2. Результат отыскания линеаментов на мгновенном изображении грануляции при $p = 10^{-2}$, $\Delta = 10$.

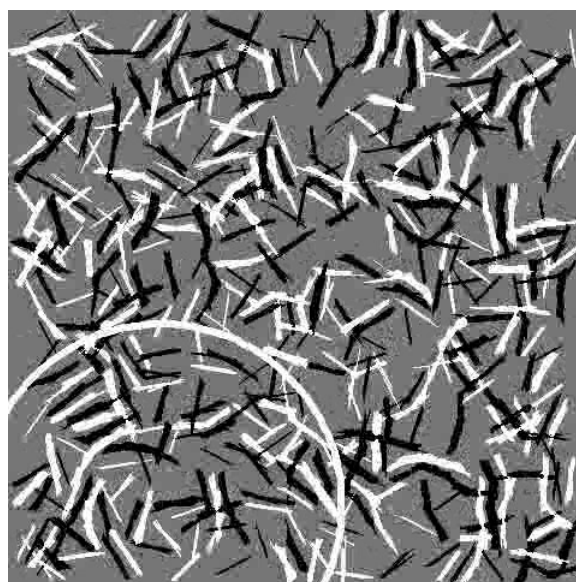


Рис. 3. Результат отыскания линеаментов на изображении, усредненном по 2-часовому интервалу при $p = 10^{-4}$, $\Delta = 8$.

мгновенных изображений (рис. 2), обнаруживаются лишь короткие (длинной не более чем несколько размеров гранулы) линеаменты с временами жизни порядка минут – вообще говоря, просто случайно выстроившиеся

цепочки гранул. Случайный, шумовой характер этих образований становится особенно ясным, если просматривать не все кадры фильма подряд, а выбирать каждый десятый (т.е. с интервалом 3.5 мин). В этом случае большинство таких «структур» появляются всего лишь на одном кадре.

Совсем иначе обстоит дело, если составить фильм из картин линеаментов, полученных при обработке усредненных изображений (рис. 3). В этом случае хорошо заметные жирные (светлые и темные) отрезки прямых, образованные пучками из нескольких сливающихся параллельных линеаментов, а также дуги, в которые складываются такие пучки, прослеживаются на более или менее длинных временных отрезках; случайно же найденные штрихи – ложные линеаменты – выглядят тонкими и, как правило, видны только на одном кадре. Сами пучки также сильно различаются по времени жизни; наибольший интерес представляют долгоживущие системы линеаментов-пучков и дуг-пучков. Одна из таких систем обведена светлой окружностью на рис. 3. Ее время жизни, определенное по последовательности картин линеаментов, составляет 1.2 ч (в эту оценку включен начальный этап формирования системы, на котором ее признаки можно уловить только если знать, как она выглядела на фазе полного развития). Заметим, что эту систему очень трудно увидеть на необработанных изображениях. Примерно такая же оценка времени жизни (1.1 ч) получена для еще одной, очень хорошо развившейся системы; на серии необработанных изображений она прослеживается в течение 1.6 ч, но все еще продолжает существовать к концу рассмотренного интервала. Эта же серия скользящих средних показала, что небольшие (размером в несколько Мм) изборожденные площадки, связь которых с более крупномасштабной организацией явно не прослеживается, живут от 0.5 до 2 ч.

Выводы

Таким образом, описанные здесь развитые крупномасштабные структуры с пространственными масштабами, превышающими мезогрануляционные, могут существовать от 1 до 3 ч. Время жизни небольших, фрагментарных структур изборожденности, варьирует в пределах от десятков минут до 2 ч. Крупномасштабные структуры могут быть продуктом неустойчивости течений соответствующих крупных масштабов, которые в таком случае и определяют время жизни указанных структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 07-02-01094).

Литература

1. *Getling A.V., Brandt P.N. Astron. Astrophys.*, **382**, L5, 2002.
2. *Getling A.V. Solar Phys.*, **239**, 93, 2006.
3. *Simon G.W., Brandt P.N., November L.J., Scharmer G.B., Shine R.A. In Solar Surface Magnetism, ed. Rutten R.J., Schrijver C.J., NATO Adv. Sci. Inst.*, 1994, Vol. 433 (Kluwer), p. 261.
4. *Getling A.V., Buchnev A.A. Solar Phys.*, **248**, 233, 2008.

СОЗДАНИЕ НА ГОРНОЙ СТАНЦИИ ГАО РАН СОЛНЕЧНОГО ОПТИЧЕСКОГО ПАТРУЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА

Голубов И.Л., Дормидонтов Д.В., Тлатов А.Г., Шрамко А.Д.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

THE PROJECT OF CREATION AT KISLOVODSK SOLAR STATION OF THE SOLAR OPTICAL PATROL TELESCOPE

Golubov I.L., Dormidontov D.V., Tlatov A.G., Shramko A.D.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

The project of setting at the Kislovodsk solar station of the optical patrol telescope, which will allow both to receive images of the Sun in various spectral lines and to carry out measurements of magnetic fields, is considered.

В 1992 году на Горной астрономической станции ГАО был установлен телескоп гелиосейсмограф, изготовленный в лаборатории SCLERA Аризонского Университета. Телескоп входил в состав проекта наблюдений осцилляций в непрерывном режиме сетью однотипных телескопов, установленных в Туссоне (США), Юннань (Китай) и на ГАС ГАО (Кисловодск). Телескоп использовался как фотометр с регистрацией солнечных осцилляций одновременно в трех диапазонах длин волн: зеленом (507 нм); красном (747 нм), и в инфракрасном (1600 нм).

Конструктивно телескоп выполнен следующим образом (см. рис. 1). Оптическая ось телескопа направлена на полюс Мира, и слежение за Солнцем в течение дня осуществляется путем вращения телескопа вокруг оптической оси при помощи шагового электродвигателя. Система управления телескопом предусматривает прецизионное гидирование с помощью четырехсекторного фотодиода, рис.1 (6). Изображение Солнца на фотодиоде создается 3% световым пучком от стеклянной пластинки, рис.1 (5), и его относительное положение на фотодиоде формирует корректирующий сигнал для системы управления зеркалами. Для контроля положения изображения Солнца на фотодетекторе, а также для проведения сканирования изображения используется система управления первичным и вторичным зеркалами, рис.1 (3,10). В фокальной плоскости первичного зеркала, рис.1 (7), установлена маска, вырезающая в изображении Солнца центральную и две боковые полосы в направлении север - юг, размерами 16.48×1.25 и 12.00×3.16 мм соответственно. Свет центральной полосы отклоняется зеркальными призмами, рис.1 (8 - 9), на вторичное зеркало, рис.1 (11), которое строит изображение на первом блоке фотодетекторов. Два изображения боковых полосок после отражения на вторичном зеркале с актив-

ным управлением, рис.1 (10), попадают на второй блок фотодетекторов. Регистрация уровня яркости производится прецизионными фотодиодными линейками, выполненными из кремния для зеленой и красной области спектра, и из германия для инфракрасной области. В настоящее время задачи, стоящие перед этим телескопом, не соответствуют современным требованиям.

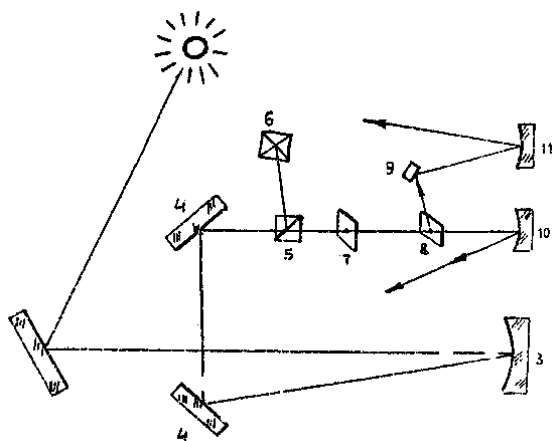


Рис. 1. Оптическая схема телескопа SCLERA.

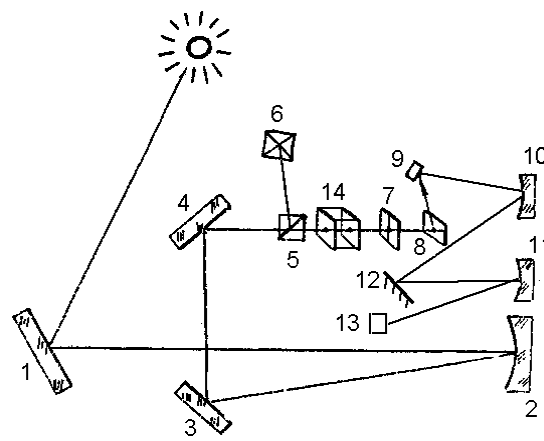


Рис. 2. Изменения в схеме телескопа.

В рамках проекта модернизации предлагается дооснастить телескоп системой измерения магнитных полей в спектральных линиях FeI 630.15 и 630.25 нм, с возможностью регистрации и других спектральных линий: 5172(Mg1b), 5250(Fe), 5896(NaD), 6563(H α), 8542(Ca), 10830(He) Å. Оптическое разрешение изображения должно быть не хуже 2 угл. сек, спектральное разрешение 0.02 Å. Время регистрации полного скана диска Солнца должно составлять не более 30 мин.

Для этого в оптическую схему телескопа необходимо внести следующие изменения с целью установки внутри телескопа спектрографа и введения анализатора поляризации спектра. Конструктивно изменения могут быть выполнены следующим образом (Рис. 2). Вместо маски (Рис. 1, 7), вырезающей три полосы для фотометрии, в фокальной плоскости будет установлена регулируемая щель спектрографа (Рис. 2, 7) длиной ~30 мм и вырезающая на Солнце полосу размером около ~2 угл. сек. Вблизи плоскости щели будет установлена спектральная решетка (12). Зеркало 10 при этом будет играть роль коллиматора, а зеркало 11 роль камерного зеркала. Анализатор поляризации (14) на основе жидкокристаллических элементов может быть установлен перед щелью или непосредственно за ней. Изображение спектра попадает на блок регистрации изображений 13, состоящий из спектральной призмы и высокоскоростной матрицы.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программ РАН.

**РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ВНЕШНИХ СЛОЁВ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА
ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ
29.03.2006 НА РАТАН-600**

Голубчина О.А., Коржавин А.Н., Богод В.М., Тохчукова С.Х.
Санкт-Петербургский филиал Специальной Астрофизической обсерватории, РАН

**RADIO EMISSION OF EXTERNAL LAYERS OF THE SOLAR
ATMOSPHERE ACCORDING TO OBSERVATIONS OF SOLAR
ECLIPSE ON 29 MARCH, 2006 AT RATAN-600**

Golubchina O.A., Korzhavin A.N., Bogod V.M., Tokhchukova S.Kh.
St.Petersburg Branch of Special Astrophysical Observatory, RAS

Abstract

Results of simulation of centimetric radio emission of the maximal phase of the solar eclipse of 29.03.2006 are presented. The results are compared with observations of the eclipse at radio telescope RATAN-600. The main goal of the work is to study the brightness temperature distribution in the solar atmosphere at distances from one up to two radiuses of the Sun.

Наблюдения

Наблюдение максимальной фазы солнечного затмения 29 марта 2006 г выполнено почти одновременно на Южном и Северо-восточном секторах радиотелескопа РАТАН-600 в диапазоне длин волн от 1.03 см до 30 см. Максимальная фаза затмения $\Phi = 0.998$ приходилась на момент 11:17 UT, при этом открытыми оставалось $\sim 0.2\%$ оптического диска Солнца. В данной работе моделируются наблюдения на Южном секторе с Перископом. Многочастотные наблюдения в диапазоне длин волн (1.8÷5.0) см выполнены с помощью спектрально-поляризационного комплекса с высоким разрешением [1] в азимуте 29.5° . Позиционный угол наблюдений составлял -23.5° .

Пространственное разрешение (ρ) диаграммы направленности антенны (ДНА) растет пропорционально длине волны и на 1.84 см составляло ρ (угл. мин.) = $0.29 * 13$, на λ (см) = 5.02, ρ (угл. мин.) = $0.78 * 34.4$. Смещение центра ДНА по высоте относительно центра оптического диска Солнца составляло +22 угл. мин. По результатам наблюдений было выделено 3 объекта для исследования (рис. 1). Перечислим эти объекты и их видимость по спектру:

1) (К(Е), К(В)) Радиоизлучение короны. Значительно за пределами оптического диска Солнца на волне 5.02 см, но практически исчезает на короткой волне 1.84 см.

2) (P) Компактный источник радиоизлучения, отождествлённый с высокоширотным протуберанцем. Излучает во всем рассматриваемом диапазоне длин волн.

3) (PS) Полярный радиисточник (над северным полюсом Солнца). Его контраст растёт с уменьшением длины волны наблюдения.

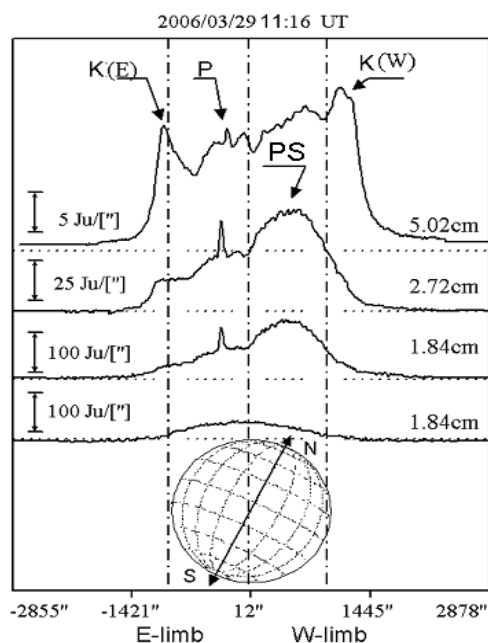


Рис. 1. Наблюдения затмения на РАТАН-600. Нижняя кривая – наблюдение радиоизлучения Луны на волне 1.84 см в азимуте 29.5° накануне затмения. При обработке потоки радиоизлучения Луны вычитались из затменных сканов на соответствующих длинах волн.

Все эти источники расположены за пределами диска Солнца, и их наблюдение стало возможно благодаря затмению Луной мощного радиоизлучения от спокойного Солнца.

Некоторые результаты анализа полученного материала наблюдений были приведены в работах [2, 3].

Моделирование

Принимаемый сигнал от источника описывается уравнением свёртки:

$$T_A(\varphi) = \int A(\varphi + \beta) T(\beta) d(\beta), \quad (1)$$

где $T_A(\varphi)$ – полученная из наблюдений антенная температура источника, $A(\varphi)$ – ДНА, $T(\beta)$ – истинное распределение яркостной температуры по наблюдаемому источнику.

Как известно, решение уравнения свёртки позволяет, зная $T_A(\varphi)$, определить $T(\beta)$. В этой работе мы решаем противоположную задачу, т.е. ищем такое $T(\beta)$, чтобы при известной $A(\varphi)$, результат свертки максимально совпадал с наблюдаемым $T_A(\varphi)$. Решение таких задач проводится, как правило, в рамках некоторой математической модели исследуемого объек-

та. Солнце и Луна моделировались нами в виде концентрических колец с равномерным и симметричным распределением яркости внутри кольца. Значения яркостной температуры Луны задавались известными значениями из литературы. Для Солнца яркостные температуры от центра оптического диска до расстояния $1.2 R$ задавались согласно теоретическим данным, а также данным, полученным из наблюдений Солнца на РАТАН-600 [4]. На расстояниях от $1.2 R$ до $2 R$ яркостные температуры Солнца рассчитывались следующим образом. Для кольца Солнца с заданным радиусом r температура определяется согласно формуле:

$$T_b(r) = T_e * \mu(r^1) * \Delta L, \quad (2)$$

где ΔL – элемент оптического пути по лучу зрения; r^1 – расстояние от центра Солнца до текущей точки по лучу зрения.

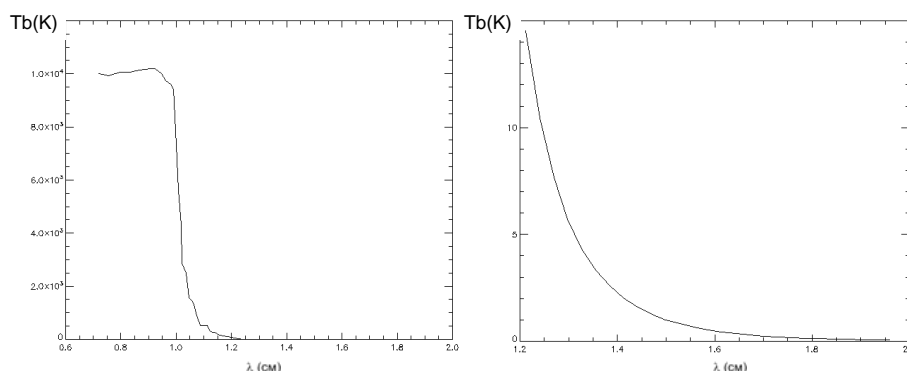


Рис. 2. Распределение яркостной температуры по диску Солнца на волне 2 см. Слева – вся кривая, справа – участок от 1.2 до $2R$ выведен в большем масштабе.

Задаём $\Delta L = 2 * 10^9$ см. Электронная температура Солнца известна и равна: $T_e = 1.4 * 10^6 = \text{const}$ (для короны) и $T_e = 10^4 = \text{const}$ (для хромосферы). Коэффициент поглощения определяется по формуле:

$$\mu(r^1) = 10^{-22} * 0.19 n_e^2 T_e^{-3/2} \lambda^2. \quad (3)$$

Здесь электронная концентрация $n_e(r^1)$ рассчитывается согласно формуле Баумбаха-Аллена:

$$n_e(r^1) = 10^8 [1.55 (r^1 / R_s)^{-6} + 2.99 (r^1 / R_s)^{-16}]. \quad (4)$$

Для каждого элемента пути ΔL рассчитывается соответствующая яркостная температура:

$$T_b(r^1) = T_e * \mu(r^1) * \Delta L \quad (5)$$

И наконец, суммируем полученные в (5) значения по лучу зрения:

$$T_b(r) = \Sigma T_b(r^1). \quad (6)$$

Таким образом, мы рассчитали яркостную температуру $T_b(r)$ для кольца Солнца с заданным радиусом. Процедура повторяется для всех заданных колец Солнца. Аналогично выполняется моделирование для радиоизлучения Луны. На рис. 2 приведены значения яркостных температур, полученных нами в результате моделирования.

Далее, согласно полученным $T_b(r)$, рассчитывается $T_A(r)$. Для ее расчета, для заданного количества моментов (300) в течение 2,5 минут до и

2,5 минут после максимальной фазы затмения, рассматривается взаимное расположение Луны, Солнца, ДНА РАТАН-600, и учитывается вклад каждого кольца в результирующий сигнал. При правильном подборе параметров модели (распределения яркостной температуры хромосферы и короны) полученная модельная кривая солнечного затмения должна совпасть с записью реального наблюдения. Результат моделирования приведён на рисунке 3.

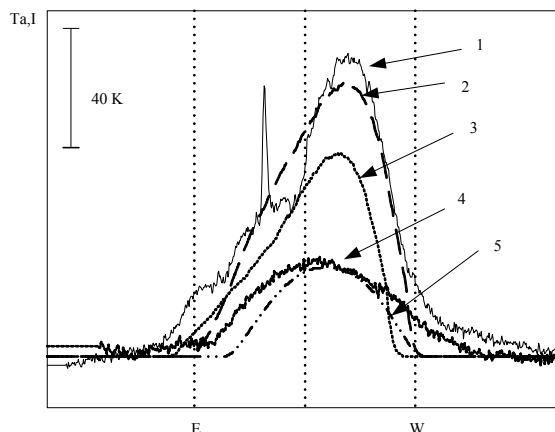


Рис. 3. Сравнение результата моделирования кривой солнечного затмения 29.03.2006 г. и реальных наблюдений на РАТАН-600 на волне 2 см. 1 и 2 – реальная и моделированная затменные кривые; 3 – расчетный вклад Солнца в затменную кривую, 4 и 5 – реальный и моделированный сканы (результаты свертки с ДНА) излучения Луны.

Выводы

На рисунке 3 видно, что реальный скан солнечного затмения (1) несколько отличается от скана, полученного нами в процессе моделирования (2). Это означает, по всей видимости, что представление о двумерном Солнце, как системе колец с равномерным и симметричным распределением яркости, является несколько упрощенным, недостаточно точно описывающим реальное распределение яркости во внешних слоях солнечной атмосферы. При дальнейшем развитии модели предполагается учесть неоднородность распределения яркости на уровнях хромосферы и короны Солнца.

Работа выполнена при поддержке РФФИ 08-02-00378а и 06-02-17034а.

Литература

1. *Богод В.М.* Тезисы докладов Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца, 7-12 июля 2008 г, с. 19
2. *О.А. Голубчина, В.М. Богод, А.Н. Коржавин, Н.Н. Бурсов, С.Х. Тохчукова,* *Астрофизический Бюллетень*, 2008, том 63, №1, с. 36-44.
3. *В.М. Богод, О.А. Голубчина, Г.Н. Жеканис, А.Н. Коржавин, В.С. Котельников, Н.А. Нижельский, П.Г. Цыбулев,* *Астрофизический Бюллетень*, 2007, т.62, №4, с.379-388.
4. *Боровик В.Н., Курбанов М.Ш., Лифшиц М.А., Рябов Б.И., А. Ж.,* 1990, т.67, с.1038.

О ВНУТРЕННИХ МГД ВОЛНАХ В МАГНИТНЫХ ОБЛАКАХ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Гриб С.А.

ГАО РАН, Санкт-Петербург, 196140 Россия

ON THE INTERNAL MHD WAVES INSIDE THE MAGNETIC CLOUDS OF THE SOLAR WIND AND THE MAGNETOSPHERE OF THE EARTH

Grib S.A.

Pulkovo Observatory, Saint-Petersburg, 196140 Russia

Abstract

The so called internal waves which are in reality refracted MHD solar wind shock waves are studied in many ways similar for the solar wind magnetic clouds to the terrestrial magnetosphere. The generalized problem of Riemann is solved for an arbitrary discontinuity. The dissipative character of the waves with the Alfvén-Mach number greater one is underlined. The appearance of the rarefaction waves is indicated. Thus the observed internal waves are confirmed to be MHD fast shock waves.

Постановка задачи

Во многих работах [1, 2, 3] указывается на наличие так называемых внутренних волн в магнитных облаках солнечного ветра, во многом подобных ударным МГД волнам солнечного ветра [4], преломлённым внутрь магнитосферы Земли и способствующим возникновению внезапного импульса геомагнитной бури SSC.



Магнитное облако и магнитосфера Земли.

Известно [4,5], что магнитное облако (МО):

- обладает сильным магнитным полем или $\beta < 1$;
- направление магнитного поля плавно меняется внутри МО;
- температура протонов уменьшается внутри МО.

При этом часто границу МО отождествляют с тангенциальным разрывом, при переходе через который плотность протонов может как увеличиваться (ближе к Солнцу), так и уменьшаться (вблизи от орбиты Земли) [5].

Представляет интерес рассмотреть в рамках магнитной гидродинамики столкновение солнечной ударной волны с магнитным облаком, принимая в расчёт аналогию [4] с магнитосферой Земли.

Методика расчёта

Имеет смысл рассмотреть столкновение ударной волны (как прямой, так и обратной) с границей магнитного облака, представляемого в виде тангенциального разрыва, в рамках МГД задачи о распаде произвольного разрыва [6,7]. При этом области потока плазмы, находящиеся между сильными разрывами можно описывать интегральными инвариантами.

Система МГД дифференциальных уравнений при использовании пяти интегральных инвариантов приводится [7] к характеристическому виду для пяти неизвестных: плотности ρ , переменных годографа скорости V и δ , индукции магнитного поля B , газокINETического давления P .

$$I_1 = \delta - \int_{v^*}^v \frac{\sqrt{(V^2 - a^2)(\alpha(V^2 - a^2) + a^2)}}{a^2 \sqrt{1 - \alpha}} \frac{dV}{V} = const$$

- вдоль характеристики $\frac{dx}{dy} = tg(\delta + \mu)$;

$$I_2 = \delta + \int_{v^*}^v \frac{\sqrt{(V^2 - a^2)(\alpha(V^2 - a^2) + a^2)}}{a^2 \sqrt{1 - \alpha}} \frac{dV}{V} = const \quad (1)$$

- вдоль характеристики $\frac{dx}{dy} = tg(\delta - \mu)$;

$$I_3 = \frac{B}{\rho V} = const = C_1 \quad - \text{ всюду в области течения;}$$

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

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

Необходимо отметить возможность описания [8] затухания МГД ударных волн в магнитосфере Земли и внутри магнитного облака обобщённым законом Крюссара-Ландау для амплитуды ударной волны, выраженной через давление магнитного поля. В случае сильного магнитного поля B этот закон можно записать в следующем аналитическом виде:

$$\frac{\Delta p_m}{p_{m1}} = \frac{\left(\frac{\Delta p_m}{p_{m1}} \right)_{t=0}}{\sqrt{1 + \frac{3}{2} A_1 t}}, \quad (2)$$

где A_1 – постоянная величина, входящая в описание профиля волны. Закон во многом совпадает с численными полуэмпирическими американскими моделями ISPM и HAF.

Расчёт затухания быстрых ударных волн в магнитосферной плазме, преломлённых через магнитопаузу, по обобщённому закону Крюссара-Ландау для чисел Маха ударных волн в солнечном ветре от 3.5 до 8 непосредственно демонстрирует ударный диссипативный характер МГД волн с обычными числами Маха больше 3 и эффективными числами меньше 2, но больше 1.

Разница величин чисел Маха связана с значительным увеличением величины скорости Альфвена при переходе через магнитопаузу. В магнитных облаках поведение плазмы приводит к такой же ситуации, и после рассмотрения распада произвольного разрыва на границах облака легко [8] получить также числа Маха для ударных волн, преломлённых внутрь облака, большие единицы ($M > 1$).

Схематически результат рассмотрения лобового столкновения обратных S_+ и прямых S_+ быстрых ударных волн солнечного ветра с передней и задней границами магнитного облака, представляемыми в виде тангенциального разрыва с изменением величины концентрации протонов при переходе через него, представляется в виде:

$$\begin{aligned} T_{mc}^< S_+ &\rightarrow S_+' T_{mc} R_+ \\ T_{mc}^> S_+ &\rightarrow S_+' T_{mc} S_+'' \\ S_+ C_m &\rightarrow R_+ C_m S_+' \end{aligned}, \quad (3)$$

где $T_{mc}^<$, $T_{mc}^>$ и T_{mc} - границы магнитного облака соответственно с увеличением концентрации протонов, уменьшением этой величины и после взаимодействия с волной, C_m - магнитопауза, R_+ - быстрая волна разрежения, S_+' - быстрая ударная волна, преломлённая внутрь облака, S_+'' - быстрая ударная волна, отражённая от облака, стрелка указывает направление движения волны.

Основные результаты

1. Качественно в рамках МГД продемонстрирована аналогия между взаимодействием обратной ударной волны S с передней границей магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва T с падением величины концентрации протонов при переходе через него, и столк-

новением солнечной ударной волны с системой головная ударная волна – магнитосфера Земли.

2. Отличием во взаимодействии является сдувание отраженных от границы облака первичных быстрых волн разрежения и вторичных быстрых волн разрежения в ударном переходном слое перед магнитным облаком.
3. Возникающие при взаимодействии внутренние преломлённые волны сохраняют диссипативный ударный характер. При этом их скорость увеличивается, а интенсивность уменьшается.
4. При сильно наклонном характере взаимодействия ударных волн (30°) с границей магнитного облака и с магнитопаузой преломлённая волна носит характер медленной МГД ударной волны, уменьшающей величину магнитного поля.
5. Затухание прямых преломлённых быстрых ударных волн приближенно описывается обобщённым законом Крюссара-Ландау.
6. Преломление солнечных ударных волн как прямых, так и обратных, внутрь магнитных облаков может существенно влиять на их структуру, что и подтверждается экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФИ 08-01-00-191 и в рамках программы ОФН-16.

Литература

1. *Berdichevsky D.B., Richardson, Lepping R.P., and Martin S.F.* // J.Geophys.Res., 2005, V.110, A09105, doi: 10.1029/2004JA010662.
2. *Xiong M., Zhang H., Wang Y., and Wang S.* // J. Geophys.Res., 2006, V.111, A08105, doi: 10.1029/2005JA011593.
3. *Collier M.R., Lepping R.P., and Berdichevsky D.B.* // J. Geophys.Res., 2007, V.112, A06102, doi: 10.1029/2006JA011714.
4. *Vandas M., and Fischer S., Dryer M., Smith Z. and Detman T., Geranios A.* // J.Geophys.Res., 1997, V.102, A10, pp.22.295-22.300, October 1.
5. *Burlaga L.F.*, *Interplanetary Magnetohydrodynamics*, NY, Oxford Univ.Press, 1993.
6. *Куликовский А.Г., Любимов Г.А.* Магнитная гидродинамика. М., Логос, 2005.
7. *Grib S.A., Koutchmy S., Sazonova V.N.* // *Solar Physics*, 1996, v.169, p.151-166.
8. *Гриб С.А.* // Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца, 2-7 июля 2007 г., Пулковое, СПб, 2007, с.113-116.

ЛИМБОВЫЕ КОРОНАЛЬНЫЕ ЛУЧИ КАК ПРЕДИКТОРЫ ГЕЛИОМАГНИТНОЙ КАРТИНЫ НА ДИСКЕ СОЛНЦА

Гусева С.А.¹, Шрамко А.Д.²

^{1,2}Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН;
¹svgual@yandex.ru, ²a_shramko@inbox.ru

CORONAL STREAMERS AS A PREDICTOR OF GELIOMAGNETIC PICTURES ON A DISK OF THE SUN

Guseva S.A., Shramko A. D.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Введение

Самыми крупномасштабными структурными элементами белой короны являются шлемовидные лучи или стримеры. Верхняя, лучевидная часть стримера не всегда радиальная. Под луковичным куполом с повышенной плотностью находится полость с низкой плотностью, внутри которой обычно располагается спокойный протуберанец. Холодное плотное вещество протуберанцев в короне удерживается магнитным полем (МП) от падения в хромосферу. Свойства поля должны определять условия равновесия протуберанцев и их конфигурацию.

Цель работы – выяснить какого типа зависимость существует между высотой и формой корональных шлемовидных лучей и величиной поперечного градиента фонового МП, а также формой протуберанцев на ЛРП радиального поля в основаниях корональных лучей.

Наблюдательный материал

В качестве наблюдательных данных о короне Солнца за 23-й цикл активности были использованы ежедневные изображения солнечной короны, полученные с орбитальных телескопов LASCO C2 и EIT (SOHO). Информация о МП – с наземного магнитографа в Стэнфорде. Форма и положение протуберанцев в линии H α – по наблюдениям на Кисловодской ГАС.

Методы обработки и результаты

В работе проведено изучение формы лимбовых структур в солнечной короне – корональных лучей и арочных систем на высотах (1-6)R $_o$ и особенностей в распределении МП, нейтральных линий и протуберанцев на высотах вблизи солнечной поверхности.

Из наблюдений по всем фазам активности 23 цикла (1996-2008 гг.) были отобраны данные 32812 протуберанцев в линии H α ($\lambda 6563\text{\AA}$). Для каждого из них вычислено значение поперечного градиента МП на поверхности Солнца. Вычисления произведены по табличным распечаткам

синоптических карт магнитографа в Стэнфорде:

$$g = \frac{|H_1| + |H_2|}{l},$$

где H_1 и H_2 – напряженности МП по обе стороны от ЛРП (определяются по ближайшим разрешаемым изолиниям);

l – расстояние между ними вдоль перпендикулярного в данном месте к ЛРП направления.

Зависимости площадей протуберанцев от величины поперечного градиента МП Солнца и их широтно-временное распределение представлены на рис. 1(а, б). По нашим результатам отчетливо видны 2 зоны распределения протуберанцев. Наибольшее количество протуберанцев наблюдается в первой зоне при небольших значениях $g < 180 \mu \text{ Tc}/^\circ$. Это протуберанцы с большим разбросом значений высот $h \sim (0.5-350)''$ и площадей $S \sim (5-1500)$ п.е. Во второй зоне при больших значениях $g \sim (250-650) \mu \text{ Tc}/^\circ$ наблюдаются протуберанцы с высотой в 2-3 раза меньшей и в 4-5 раза меньшим значением площади. Эти протуберанцы находятся в низкоширотных областях, их распределение по широтам соответствует «бабочке Маундера» для пятен (рис. 1а).

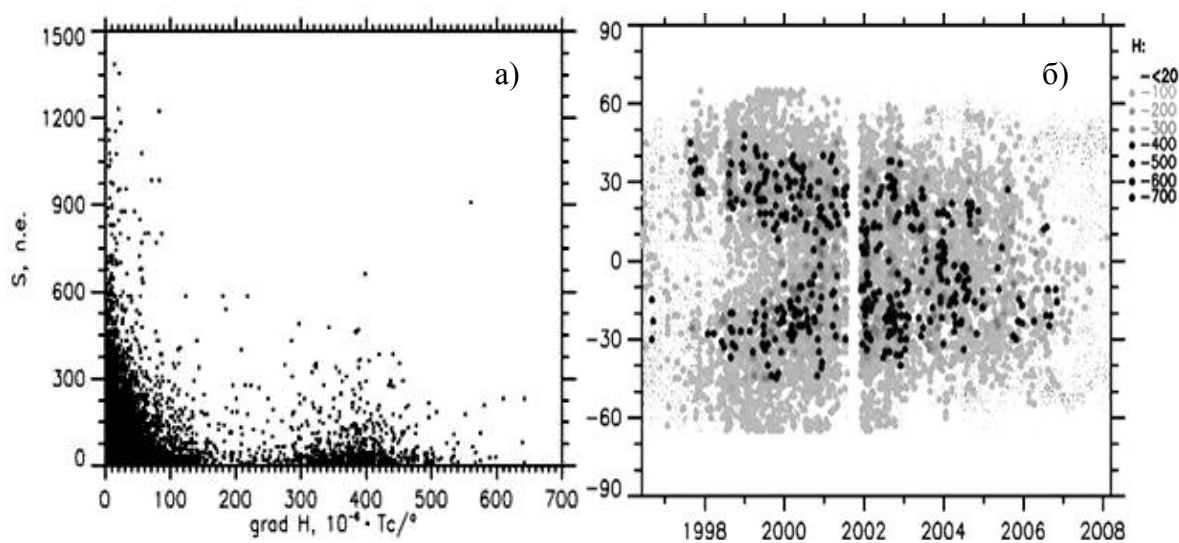


Рис.1. (а) Зависимость площадей протуберанцев от величины поперечного градиента МП Солнца, за 23-й цикл активности;
(б) Широтно-временное распределение протуберанцев с указанием величины поперечного градиента МП.

Сравнение показало, что существует отчетливая корреляция между таким параметром, как протяженность протуберанца на лимбе Солнца, и величиной, обратной значению g крупномасштабного МП на поверхности Солнца. Исходя из того, что активные образования фотосферы и хромосферы определяют расположение корональных структур, совмещались изображения внешней и внутренней короны с $\text{H}\alpha$ протуберанцами за каждый день для более точной привязки положений на лимбе их и корональных лучей. Это позволило провести уверенное отождествление структуры

за период, когда из-за роста активности картина корональных лучей очень динамично изменяется. Чтобы уменьшить влияние углов, связанных с эффектами проекции на картинную плоскость, обрабатывались только те лучи, которые хорошо отождествлялись с лимбовыми волокнами и пятнами.

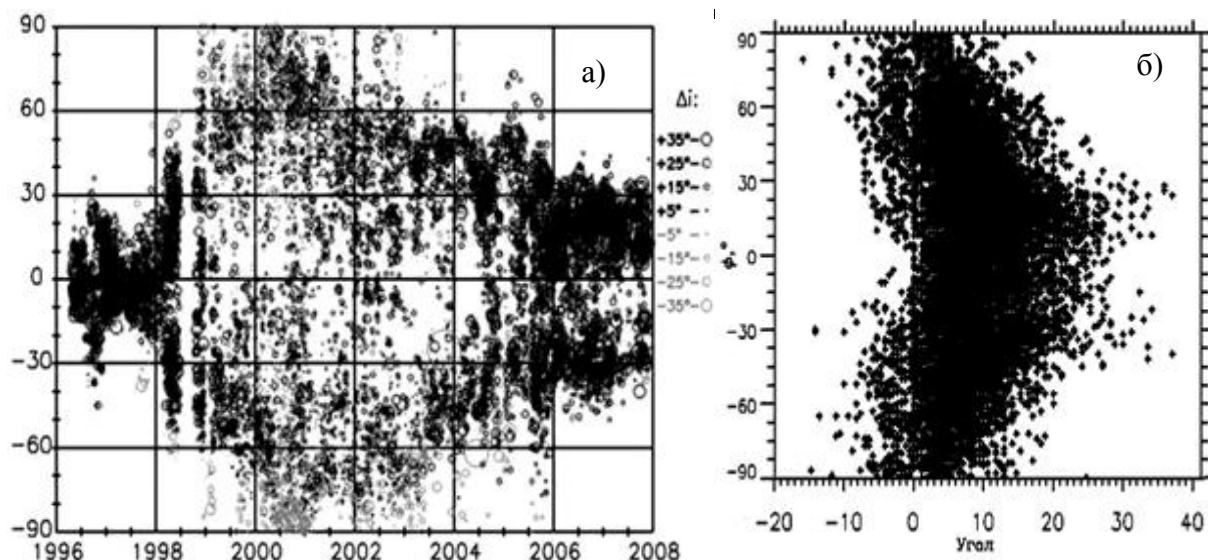


Рис. 2. (а) Широтно-временное распределение углов наклона к экватору (+) и от него (-). (б) Изменение угла наклона луча от гелиошироты, где (+) – к экватору, (-) – к полюсу.

На рис. 2 хорошо видно, что отклонение лучей связано как с широтным положением, так и с фазой цикла. В минимуме активности лучи имеют угол наклона к экватору до 35° и сосредоточены на низких широтах ($\varphi \pm 30-40^\circ$). На ветви подъема наблюдается дрейф лучей на более высокие широты, а угол наклона уменьшается до 15° , но преобладает наклон к экватору. В максимуме углы в основном меньше 7° , и преобладают лучи с наклоном от экватора. На ветви спада углы наклона не превышали 10° , и количество лучей с наклоном к экватору увеличивается.

На рис. 3 представлена зависимость угла наклона лучей от величины g МП Солнца. Отчетливо видно, что по величине градиента МП лучи так же, как и протуберанцы, разбиваются на 2 зоны – лучи над спокойными протуберанцами (малый градиент) и над активными областями (большой градиент). Для шлемовидных лучей характерны значения наклона в 2-3 раза больше, чем для лучей над пятнами и факельными площадками.

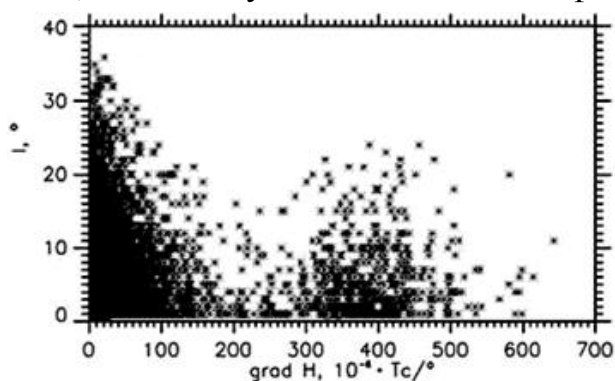


Рис. 3. Зависимость величины угла наклона корональных лучей от величины поперечного градиента магнитного поля Солнца за 23-й цикл активности.

Результаты сравнения показали, что наблюдается четкая взаимосвязь между высотой корональных лучей и величиной g МП. Более высоким лучам соответствует малое значение g . Такой результат не удивителен, так как известно по затменным наблюдениям, что в ходе цикла активности высота «луковицы» шлемообразных лучей изменяется в диапазоне $(1.1-2.2)R_o$ от максимума к минимуму. На рис. 4 – изменение высоты (до узкой части луча «шейки») по наблюдениям LASCO.

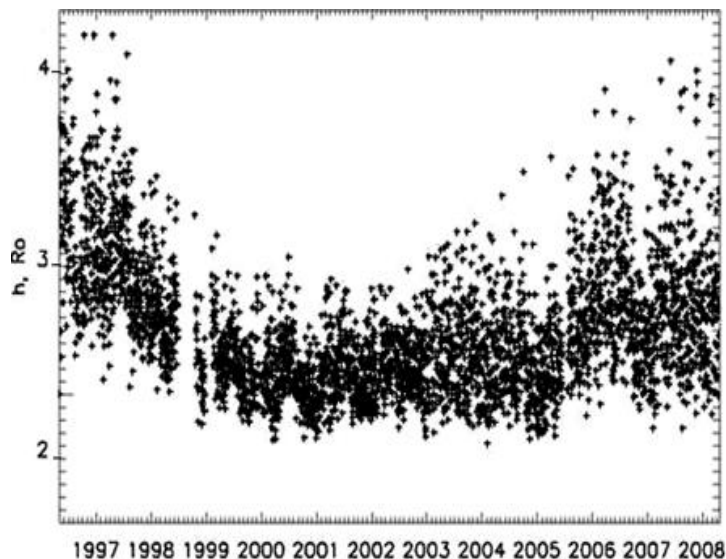


Рис. 4. Эволюция средней длины (до узкой части луча «шейки») корональных лучей за день в течение 23-го цикла. Лучи с $h < 2R_o$ не указаны, для их регистрации мешает затмевающий диск коронографа LASCO.

В то же время заблаговременная информация о площадках с высоким g , полученная по патрульным наблюдениям за неделю до появления областей на геоэффективных долготах, представляется нам очень важной с прогностической точки зрения, особенно в период, когда доминируют спорадические центры активности с большим "вспышечным потенциалом". При таком прогнозе форма и протяженность протуберанцев позволяют внести дополнительную ясность в картину, поскольку некоторые из лучей имеют высоту меньшую, чем величина внешнего затмевающего диска орбитального коронографа. Именно эти лучи, по-видимому, соответствуют наибольшим значениям градиента.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-1633, и научной школы НШ 6110.2008.2.

ВРЕМЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ КОРРЕЛЯЦИЙ ЦИКЛА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Давыдов В.В., Пархоменко А.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

TIME FEATURES OF CORRELATIONS OF THE CYCLE OF SOLAR SPOTS AND EARTHQUAKES

Davidov V.V., Parhomenko A.V.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

The wavelet-analysis approach reveals a presence of two mechanisms of possible correlations between solar activity and earthquakes: the 11-year period demonstrates relationships with power of a solar cycle, and the 22-year period is specified by a role of magnetic fields on the Sun. During the considered 100-year period (1900-1998) behavior of relationships varies essentially.

Введение

В поиске солнечно-земных связей немаловажное место занимает вопрос о землетрясениях. Сложилось достаточно общее мнение, что для сильных землетрясений (> 7 б.) существуют циклы, соответствующие основным циклам солнечной активности, фазы этих соответствий могут сильно различаться в зависимости от рассматриваемых периодов. Рассматриваются и другие индексы солнечной активности – анализируются возможные связи со вспышками, Vz -компонентой межпланетного магнитного поля, секторной структурой, галактическими космическими лучами и т.д. Механизм передачи воздействия параметров солнечной активности на процессы движения литосферных плит по существу не ясен. Сообщается о временном лаге в 4-7 лет запаздывания землетрясений относительно цикла солнечных пятен, для других индексов солнечной активности лаги сильно варьируются, завися также и от выбора рядов землетрясений (локальные районы или для всего мира) [1].

В работе рассматриваются временные особенности корреляций сильных землетрясений (> 7 б.) за столетний период (годовые значения, 1900-1998 гг.) относительно чисел Вольфа, учитывая распределение мощности этих связей по периодам.

Для установления причинно-следственных связей во временных последовательностях используется аппарат кроссвейвлетного анализа [2]. Кроссвейвлетное преобразование описывается как $\mathbf{W}^{XY} = \mathbf{W}^X \mathbf{W}^{Y*}$, где * – комплексное сопряжение, взаимная мощность кроссвейвлета – $|\mathbf{W}^{XY}|$, комплексный аргумент $\arg(\mathbf{W}^{XY})$ интерпретируется как локальная относительная фаза между x_n и y_n в частотно-временной области, при этом со-

хранение фазы в некотором диапазоне времени и частот предполагает наличие причинно-следственных связей для рассматриваемых рядов. На представленных рисунках: СОI-конус влияния для учёта краевых эффектов вейвлета, взаимная мощность даётся степенью почернения, относительная фаза – стрелками, где стрелка по горизонтали вправо – фаза рядов, стрелка влево – противофаза, перпендикуляр – отставание или опережение.

Результаты

Спектральный анализ показывает наличие 11-летнего, 22-летнего, а также цикла в районе 28-32 лет для исходного ряда землетрясений (модифицированный ковариационный, метод Барга, различные порядки), тоже и для дифференциалов этого ряда. Аналогичный результат получается методами обычного вейвлет-анализа (вейвлет Морле, рис. 1): видно, что во времени реализуются и переналагаются периоды в 26-27 лет, и 32-36 лет - примерно до 1938 года доминирует 34-летний цикл, совсем не проявляясь после 1965 года, и становится отчётливым период в 27 лет примерно с 1958 года. 22-летний цикл проявляется до 1940 года, подавляясь далее более длинными периодами, 11-летний присутствует во всём диапазоне-1900-1998 гг.

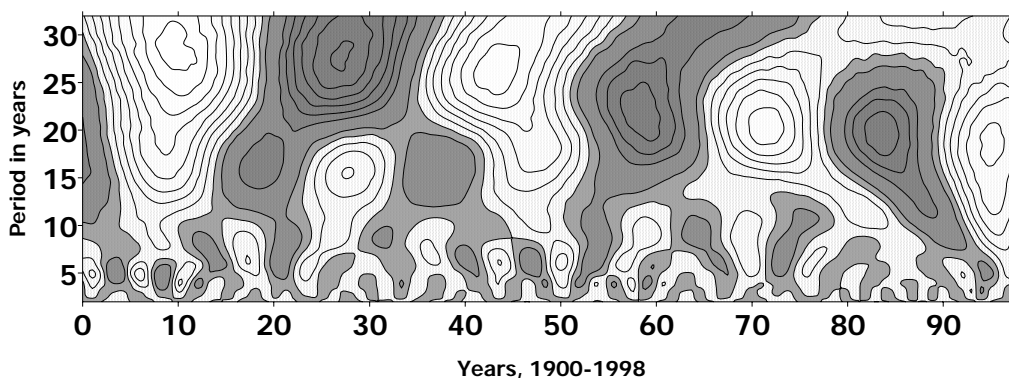


Рис. 1. Вейвлет Морле для ряда землетрясений за 100 лет.

Кроссвейвлет (рис. 2) выявляет физические связи на периодах, главным образом, в районе 11 лет, но также и для 22 и 32 лет, хотя здесь эти связи более слабы. При этом в области 11 лет ряды находятся в основном в фазе (на рисунке стрелки фаз – вправо и без наклона), а в районе 22 лет главным образом в противофазе. Между тем, здесь существенно, что в кроссвейвлете обнаруживаются длительные периоды вариации фаз рассматриваемых рядов: до ~ 1917 года ряды в фазе, далее до ~ 1947 года временной лаг (трактуемый как величина наклона для фазовых соотношений) изменяется, соответствуя тенденции к сдвигу фазы на 90 градусов, и вновь ряды в фазе с ~ 1977 года, затем фаза вновь стремится к 90 градусам, но уже соответствуя иному временному лагу – цикл солнечных пятен здесь стремится к опережению цикла землетрясений на несколько лет (для 11

лет это около трёх лет при 90 градусах), а до 1947 года картина противоположна: землетрясения опережают цикл пятен.

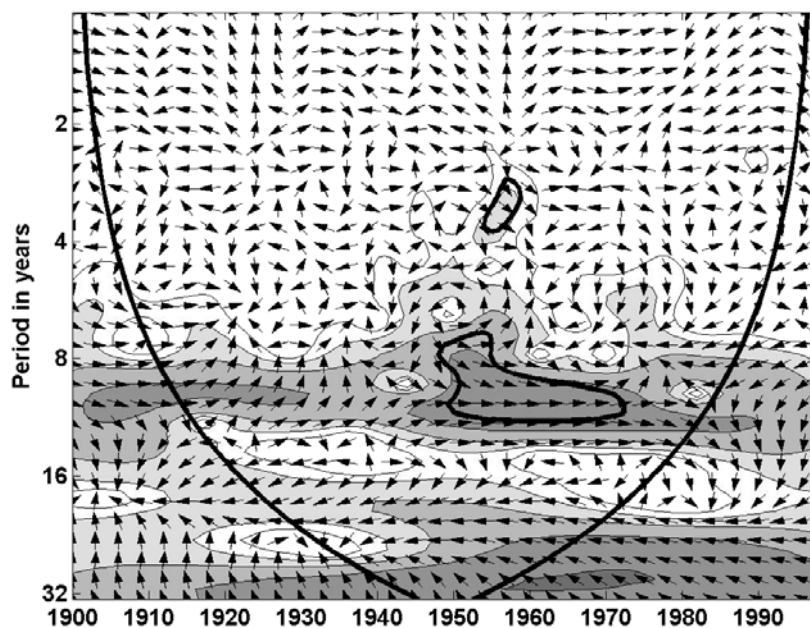


Рис. 2. Кросс вейвлет Морле чисел Вольфа и землетрясений за 100 лет.

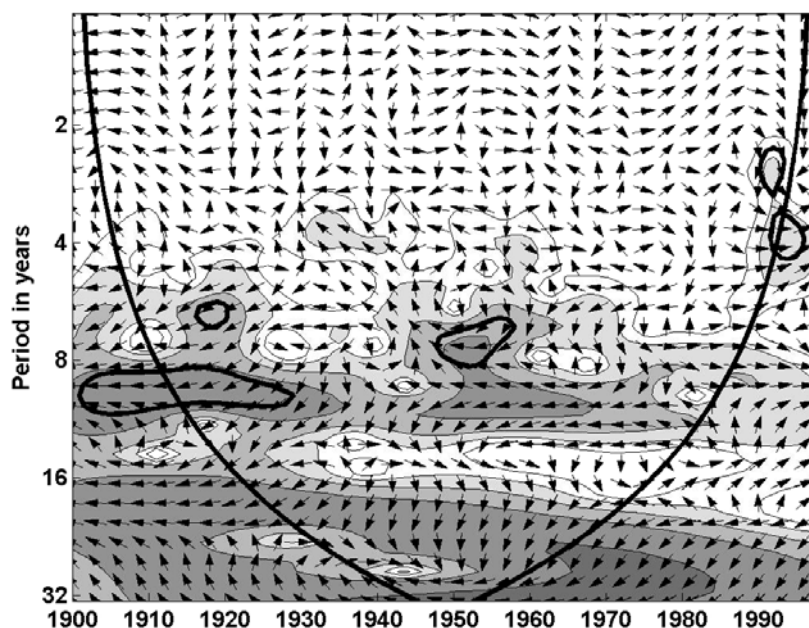


Рис. 3. Кросс вейвлет Морле полярных факелов и землетрясений за 100 лет.

Заключение

На наш взгляд, наличие причинно-следственных связей на этих двух периодах (11 и 22 года) свидетельствует о проявлении двух механизмов воздействия на сейсмическую деятельность, поскольку в одном случае

предполагаются корреляции собственно с мощностью цикла солнечных пятен, во втором случае речь идёт о воздействиях, связанных с магнитными полями (цикл Хейла).

Сравнение с циклом полярных факелов (рис. 3) за тот же период (Пулковский ряд ESAI) указывает на изменение корреляций рядов во времени фактически в одни и те же годы. При этом фазовые соотношения меняются на противоположные: ряд полярных факелов – в противофазе к ряду чисел Вольфа. Эти совпадения для обоих рядов солнечной активности являются, возможно, проявлением общего долговременного периода в солнечных данных, либо результатом действия длинных периодик в геофизических рядах.

Наличие, по-видимому, двух различных механизмов воздействия солнечной активности на сейсмическую деятельность Земли, также как и изменения фазы этих взаимодействий (что соответствует изменению временного лага), делает задачу прогнозирования землетрясений в связи с солнечной активностью трудноразрешимой.

Литература

1. *A. Grinsted, J.C. Moore, and S. Jevrejeva*, Nonlinear Processes in Geophysics (2004) 11: 561–566.
2. *Барляева Т.В., Морозова А.Л., Пудовкин М.И.* Влияние космических факторов на развитие землетрясений // материалы Международной научно-практической конференции «Геофизика-99», Санкт-Петербург, 9-12 ноября 1999 г.

АКТИВИЗАЦИЯ ВОЛОКОН И ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ

Делоне А.Б., Якунина Г.В., Порфирьева Г.А.

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

ACTIVISATION OF THE FILAMENTS AND THE FLARES ON THE SUN

Delone A.B., Yakunina G.V., Porfir'eva G.A.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow state University

Abstract

The specific cases of the connection of the filament activation with the flares are examined on the basis of the observations with H α -filter in High Altitude expedition of GAISH and the additional data found in the literature. Based on the SGD data for 1.5 cycles of solar activity (22 and 23) the percentage of the cases when activation of the filaments precedes the solar flares is estimated.

Механизм активизации волокон до сих пор еще не вполне ясен. В настоящей работе рассматриваются конкретные случаи связи активизации волокон со вспышками. Используются наблюдения на куде-рефракторе ОПТОН с узкополосным H α -фильтром в Высокогорной Тяньшаньской экспедиции ГАИШ, результаты, опубликованные в научных журналах и данные из Интернета. Связаны ли эрупции волокон и вспышки? Является ли одно из этих событий триггером для другого?

Большое волокно, наблюдавшееся в июле 1982 г. в ВЭ ГАИШ на ОПТОНе, активизировалось за день до вспышки X7/3B, произошедшей 12 июля. В этом случае активизация волокна предшествовала вспышкам. 19 июля исчез хвост, и произошла новая большая вспышка X1/2B.

Судьба долгоживущих волокон в NOAA 5669 с 1 по 9 сентября 1989 г. прослежена нами по наблюдениям на ОПТОНе в линии H α и по спектрограммам в линиях H α и K Ca II Медонской обсерватории, магнитограммам и H α -изображениям, полученным на солнечной станции Huairou. В сентябре 1989 г. в этой активной области (АО) произошло 68 рентгеновских и 176 H α вспышек. Все большие волоконные структуры в АО в основном сохранили свое положение и форму, хотя часть из них была постоянно активна, и их отдельные объемы, соседние с местом вспышки, имели доплеровские скорости в десятки км/с.

В АО 6703, давшей в июне серию протонных вспышек, 5-7 июля 1991 г. на ОПТОНе наблюдался ряд вспышек, сопровождавшихся активизацией волокон: 6 июля был виден выброс с H α +2 Å; H α - 1 Å. Начальная фаза сильной вспышки 7 июля сопровождалась мощным темным выбросом, произошедшим одновременно со вспышкой.

В таблице 1 приведены данные о последовательности событий в АО по результатам разных авторов:

Таблица 1.

Автор	Прибор	Что наблюдали	Что раньше
Jiang, Wang, [1]	SMFT, вектор магнитограф обсерватории Huairou	закрутка, исчезновение и вновь появление волокна, связанное с сжатием магнитного поля	волокно → вспышка
Li et al, [2]	TRACE, SOHO, GOES-8	сильный нагрев в предвспышечной фазе, подъем волокна ($V = 700$ км/с) в импульсной фазе	волокно → вспышка
Sterling [3]	Hinode, STEREO, TRACE	усиление потока под волокном и его подъем	
Kim et al, [4]	Big Bear, $H\alpha \pm 0.5 \text{ \AA}$ магнитограммы по лучу зрения	эрупции волокна предшествуют быстрые изменения в окрестности волокна, перед эрупцией – пересоединение в нижней атмосфере ($T = 10^6$ К) отличается от после-эруптивного пересоединения в верхней атмосфере ($T = 10^6$ К)	сначала волокно
Chifor et al., [5]		превспышечные уярчения – места высвобождения энергии – ведущее к подъему волокна и запуску вспышки быстрая эрупция волокна во время или через 5 мин после вспышки	вспышка → волокно

Приведенные примеры показывают, что механизм активизации волокна не вполне ясен. Однако очевидно, что первопричина процессов, на которые расходуется энергия, – это всплывающие магнитные потоки, выносящиеся из конвективной зоны на поверхность фотосферы.

Гидромагнитные скорости в фотосфере, приводящие к изменению магнитного поля имеют временной масштаб около суток. Основания корональных петель, волокон, находящихся в фотосфере, и изменения магнитного поля короны, казалось бы, определяются медленными фотосферными движениями. Характерное же время интересующих нас явлений, происходящих в короне – эрупции протуберанцев, вспышек, СМЕ – на 2-3 порядка меньше. Откуда берется энергия, если граничные условия практически не меняются?

В короне могут генерироваться и накапливаться электрические токи. Тонкая структура волокон, закрученные нити указывают на их наличие.

Наиболее вероятная магнитная конфигурация, поддерживающая плазму протуберанца, – магнитный жгут. Модель жгута с «впрыскиванием» энергии рассматривает внезапное дополнительное проникновение магнитного потока (по данным Jing et al. [6] 74% эруптивных волокон, наблюдаемых на диске, связаны с всплывающим вблизи $< 2'$ магнитным потоком). Модель имеет важнейшее нелинейное свойство – возможность катастрофической потери равновесия. При достижении некоторого преде-

ла значений отдельных параметров система переходит в новое состояние. Если новое состояние неравновесное, произойдет эрупция. А никаких внешних воздействий на волокно, приводящих его в эруптивное состояние, не наблюдается.

Какие еще наблюдения существенны при рассмотрении связи эрупции волокна со вспышками?

Feynman and Martin [7] рассмотрели связь эрупции протуберанцев с всплывающим магнитным потоком. Из 22 эрупций у 17 магнитный поток начал всплывать за 1-4 дня до эрупции. В окрестности 31 эруптивных протуберанцев лишь у 5 не наблюдалось всплывание магнитного потока.

В работе Jing et al. [8] по $H\alpha$ наблюдениям на обсерватории Big Bear из 80 явлений эрупций волокон, наблюдавшихся на диске, 68% связаны с всплывающими магнитными потоками, что означает, что потоки играют важную роль в дестабилизации волокна.

Jing et al. [6] рассмотрели 79 явлений за период I.1999 – XI.2002 г. Они отмечают, что эрупция активных волокон в 91% случаев связана со вспышками, а спокойных волокон – только в 20%.

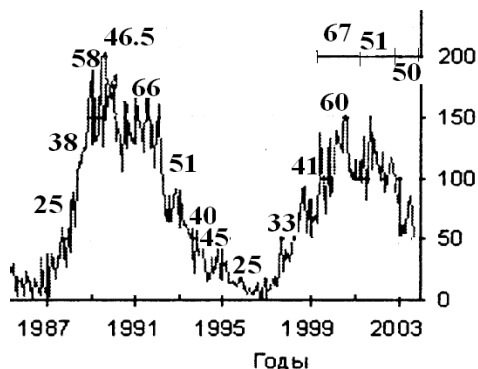
Martin [9] отмечает движения магнитных элементов противоположной полярности к нейтральной линии и их гашения там как фактор, способствующий эрупции.

Посмотрим, что чему предшествует: эрупция волокна вспышке, или вспышка возникает раньше эрупции волокна? По данным SGD мы рассмотрели внезапно исчезающие волокна (DB) и вспышки, возможно с ними связанные. Мы сопоставляли явления во временном коридоре $\pm 5h$, а пространственно отличающиеся не более чем на 30° (масштаб явления: средние размеры ячеек Стенфордских магнитограмм и времени жизни эруптивного процесса волокна). Рассмотрены события в период около 1,5 солнечных циклов: 22 и половина 23. В это время нами отмечено 1139 внезапно исчезающих волокон (DSF), 438 из них попадают в принятые границы возможной связи – “DSF – вспышка”. Мы приняли сумму числа случаев обоих видов взаимосвязи: волокно-вспышка и вспышка-волокно за 100% и получили для каждого месяца процент, когда активный процесс начинался с активизации волокна, а затем следовала вспышка. Использовались данные за 46 месяцев, приведенные в Таблице 2.

Таблица 2.

Год	Месяц	Год	Месяц	Год	Месяц
1985	VIII	1990	IV, V, VII, IX, X	1995	I
1986	II, VII, XI, XII	1991	IV, V, VII, IX, X, XII	1996	XII
1987	I, III	1992	I, II, III, IV, VII	1997	II, III
1988	III, IV, VIII, XII	1993	VII	1998	III, V, X, XI
1989	II, IV, VII	1994	VIII, IX, XII	1999	III
				2000	I, V, IX

Получили следующую зависимость. По оси X – годы, кривая – ход циклов, цифры над кривой – осредненные проценты для разных фаз циклов:



В работе Jing et al. [8] приведена таблица 106 эрупций волокон за I.1999 – X.2003. Посчитанные нами по ней проценты – над 23 циклом.

За рассматриваемый период времени 1987-2001 гг. примерно в половине событий сначала начинается эрупция волокна, а затем вспышка, а в половине случаев – сначала вспышка, а потом эрупция волокна.

Lin [10] отмечает существенную роль напряженности граничного коронального магнитного поля, влияющую на тип происходящих эруптивных процессов. Возможно, что она также влияет на последовательность происходящих активных событий – эрупцию волокна и вспышку. И в этом ответ, почему доля случаев, когда сначала активизируется волокно, различна в разные фазы цикла. А может быть, причина в различии высот протуберанцев в АО и на спокойном Солнце (там они выше). Всплывающий поток активизирует протуберанец раньше, чем достигает высот токового слоя, приводящего к вспышке. Если работает различие высот протуберанцев, то наблюдаемая зависимость отражает наличие количества АО в разные фазы солнечного цикла.

Во всяком случае, существование такой зависимости следует учитывать при интерпретации явлений, происходящих в нижней короне в разные фазы солнечной активности.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 08-02-01033.

Литература

1. Jiang, Y. and Wang, J. A& A, 2001, **367**, 1022.
2. Li, J., et al., ApJ, 2005, **620**, 1092.
3. Sterling, A.C., Moore, R.L. et al. PASJ, 2007, **59**, 823.
4. Kim, J.-H., Yun, H.S., Lee, S., et al., ApJ, 2001, **547**, L85.
5. Chifor, C., et al., A& A, 2007, **472**, N 3, 967.
6. Jing, J., Yang, G., Wang, H.M., Bull.Amer.Astron.Soc., 2003, **35**, 815.
7. Feynman, J., and Martin, S., J.Geoph.Res., 1995, **100**, 3355.
8. Jing, Ju., et al., ApJ, 2004, **614**, 1052.
9. Martin, S. 1990, "Dinamics of Quiescent Prominances", 363.
10. Lin J. Solar Phys. 2004, **219**, 169.

ВАРИАЦИИ КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ МИНУТЫ-ЧАСЫ ПРИ СТОКСОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ

Демидов М.Л.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, 664033, а/я 291, Россия

VARIATIONS OF THE SOLAR LARGE-SCALE SOLAR MAGNETIC FIELDS WITH PERIODS FROM MINUTES TO HOURS IN THE STOKES-METER MEASUREMENTS

Demidov M.L.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, 664033, P.O. box 291, Russia

Abstract

Investigation of variations of the solar magnetic fields – in the different surface structures and on the different scales of time – is an important scientific issue. A reliable detection of the short-period magnetic field strength oscillations (in the diapason “minutes-hours”) is especially difficult problem because of extremely weak amplitudes and possible influence of various misrepresented factors. But possible connection of such magnetic variations with global solar pulsations makes their observations and interpretations by extremely important task. An essential progress in this area is possible to expect using a new, spectropolarimetric methods of observations instead of old magnetograph’s ones. The objective of this study is to analyze the long-term non interrupting Stokes-meter (Stokes I and Stokes V parameters) observations of the large-scale magnetic fields in different spectral lines. The preliminary conclusion is made that strength variations with periods 80, 60 and, probably, 35, 21 and 12 minutes are real. The 5 minute oscillations are clearly visible in the variations of parameters connected with line-of-sight velocities, but absent (or too weak) in the magnetic field strength variations.

1. Введение

Магнитные поля играют важную, в некоторых случаях определяющую, роль в динамических процессах на Солнце. Поэтому не удивительно, что их исследование является одной из приоритетных задач современной солнечной физики. При этом важной проблемой является изучение переменности характеристик магнитных полей на различных пространственных и временных масштабах. Такая задача возникла сразу же с момента начала количественной магнитометрии Солнца и в последующем приобретала всё новые аспекты. Мощный импульс поиску короткопериодических (в диапазоне минуты-часы) вариаций напряженности магнитных полей дало зарождение гелиосейсмологии в шестидесятых годах прошлого века. На повестку дня остро встал вопрос, как колебательные процессы, протекающие на поверхности Солнца (и в его недрах), сравнительно легко детектируемые по наблюдениям лучевой скорости и яркости, проявляются в вариациях магнитных полей? Оказалось, по ряду причин, что надёжная диаг-

ностика магнитных осцилляций является гораздо более трудной задачей. Прежде всего, из-за малости амплитуд вариаций напряженности магнитного поля, когда влияние на результаты различных искажающих факторов, инструментальной и (или) солнечной природы, может оказаться существенным. Тем ни менее, применительно к наблюдениям с высоким пространственным разрешением и в областях с сильным магнитным полем, наличие 5-минутных магнитных осцилляций было доказано (несмотря на некоторые сомнения [1]) достаточно убедительно [2-5].

Гораздо менее определённая ситуация сложилась в вопросе о магнитных вариациях, как пятиминутных, так и более длиннопериодных, при наблюдениях крупномасштабных магнитных полей (КМП), вплоть до магнитного поля Солнца как звезды. Однако, актуальность данной области исследований не вызывает сомнений, поскольку такие вариации могут оказаться связанными с глобальными осцилляциями Солнца низкой степени l [6] и даже с такими геоэффективными явлениями, как корональные выбросы масс [7, 8]. Некоторые указания на существование чрезвычайно слабых вариаций КМП с различными периодами, вплоть до нескольких часов, представлены ранее в [9-11].

Вплоть до недавнего времени прежние исследования были основаны на магнитографических наблюдениях, недостатком которых является отсутствие информации об особенностях распределения параметров Стокса по контурам спектральных линий. Гораздо более информативными являются спектрополяриметрические наблюдения, на которых основана данная работа. С использованием длительных рядов наблюдений КМП (продолжительностью 3-5 часов), полученных на стоксметре телескопа СТОП Саянской обсерватории в различных спектральных линиях, исследованы (методами Фурье- и вэйвлет-анализа) вариации не только собственно напряженности магнитного поля, но и некоторых других величин (скорость, параметры асимметрии), вычисляемых из I- и V-профилей Стокса.

2. Наблюдения и результаты

Предметом анализа данной работы являются наблюдения магнитного поля Солнца, выполненные автором 17 августа 2005 г. и 29 марта 2008 г. Как и ранее при аналогичных исследованиях в магнитографическом режиме [11], для увеличения светового потока наблюдения проводились не от всего диска Солнца, как при обычных наблюдениях ОМП, а только от центральной зоны диаметром $16'$ (17.08.2008) и $2'$ (29.03.2008), что достигалось соответствующей расфокусировкой изображения. Контроль нулевого уровня выполнялся, как обычно, с использованием полуволновой ($\lambda/2$) фазовой пластинки, периодически вводимой в пучок света перед целостатом.

Длительность непрерывных измерений для анализа искомых вариаций составила около 5 часов для 17.08.2005 и около 3-х часов для 29.03.2008. Чтобы уменьшить высокочастотные шумы, использовалась процедура двукратного скользящего усреднения по 3 точкам. В результате временной

ряд напряжённости (V) в линии FeI $\lambda 525.02$ нм для 17.08.2005 принял вид, показанный на Рис. 1 (левая панель). Пунктирной линией на рисунке показан тренд, рассчитанный методом наименьших квадратов в приближении полинома второго порядка. Массив, полученный вычитанием тренда из исходных данных, подвергался в последующем спектральному анализу посредством вычисления спектров мощности (периодограмм) и вэйвлет-спектров.

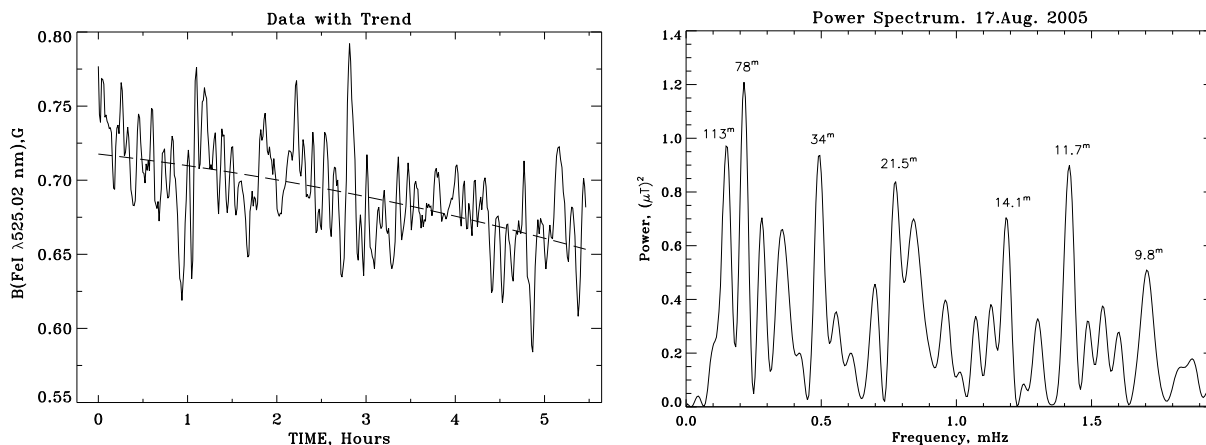


Рис. 1. Левая панель: временная серия измерений напряженности КМП 17.08.2005 г., спектральная линия FeI $\lambda 525.02$ нм; пунктирной линией показан тренд, аппроксимированный параболой. Правая панель: спектр мощности вариаций напряженности магнитного поля V в линии FeI $\lambda 525.02$ нм в области длинных периодов.

Применительно к напряженности, спектры мощности представлены на Рис. 1 (правая панель) для области относительно более длинных периодов (от нескольких часов до 9 минут), и на Рис. 2 (левая панель) для более коротких (от 9 до 3 минут) периодов. Видно, что в области длинных периодов наибольшими по амплитуде являются пики с периодами около 113, 80, 60, 35 и 21 и 12 минут. В области коротких периодов, естественно, наибольший интерес представляет вопрос о наличии или отсутствии пятиминутных колебаний, широко известных из гелиосейсмологии. Видно, что в анализируемых данных имеется пик с периодом 4.87 минут, однако его амплитуда значительно меньше амплитуд соседних пиков с большими периодами, природа которых пока не ясна. Поэтому будет справедливым сделать вывод об отсутствии в анализируемых данных 5-минутных колебаний.

Однако, оказалось, что 5-минутные колебания проявляются в вариациях других параметров, вычисляемых из наблюдаемых распределений I и V профилей Стокса, таких как лучевая скорость (S) (выраженное в единицах скорости смещение спектральной линии относительно некоторого репера), асимметрия амплитуд (δa) и площадей (δA) V профиля Стокса, относительное смещение I и V профилей (V_{zc}). Особенно отчетливо это видно на примере параметра V_{zc} , спектр мощности для которого показан на Рис. 2 (правая панель). Достаточно высокой амплитуды пики в области 5

минут оказались и в соответствующем спектре мощности параметра S. По-видимому, при большой статистике, глобальные колебания Солнца с данным периодом проявляются даже в таких, недифференциальных, наблюдениях.

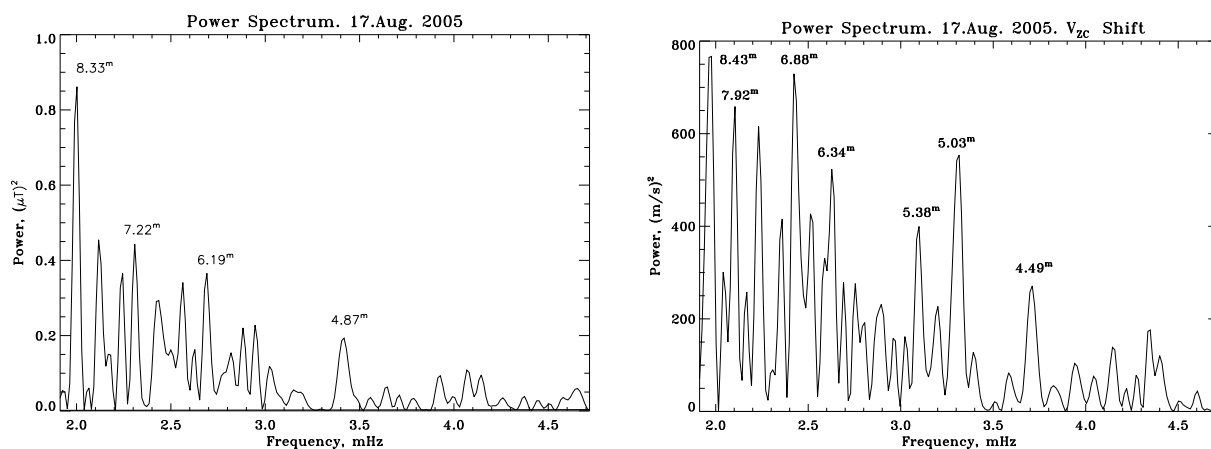


Рис. 2. Спектры мощности колебаний в области 5-ти минут для (левая панель) напряженности магнитного поля V и (правая панель) параметра V_{zc} .

В области длинных периодов в вариациях других параметров имеет место следующая ситуация. Для параметра δA выделяются пики с периодами 78, 55, 45 и 26 минут, для δa – пики с периодами 172, 57, 33, 12.5 минут, для V_{zc} имеет место группа пиков с периодами 131, 82, 60, 36 и 28.5 минут. Таким образом, некоторые пики в спектрах мощности вариаций V и других параметров совпадают, другие – нет. Исходя из этого критерия, наиболее достоверными в вариациях напряженности следует признать пики с периодами около 80 и 60 минут, а также, но менее уверенно, с периодами около 35, 20 и 12 минут.

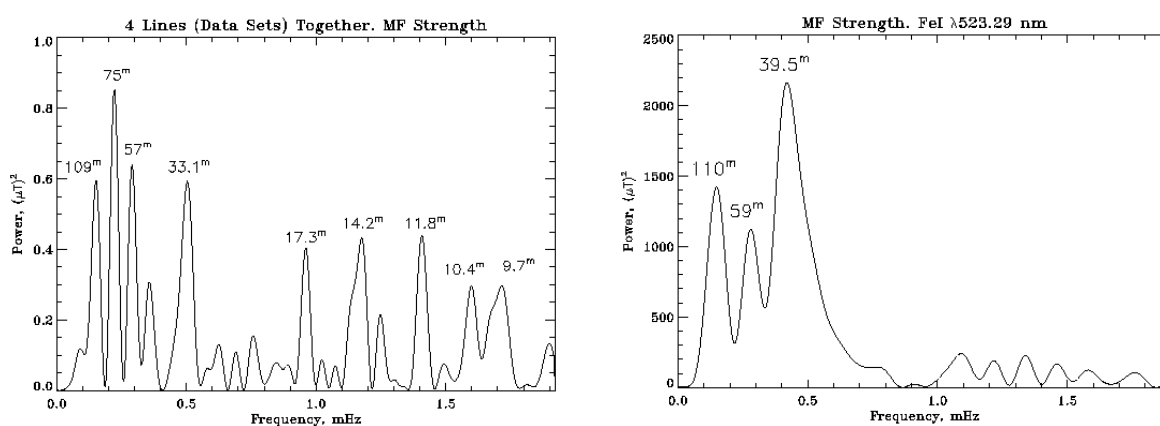


Рис. 3. Левая панель: спектр мощности, построенный для объединённого ряда наблюдений (17.08.2005 г.) напряженности КМП Солнца в четырёх спектральных линиях – FeI $\lambda 524.70$ нм, CrI $\lambda 524.71$ нм, FeI $\lambda 525.02$ нм и FeI $\lambda 525.06$ нм. Правая панель: спектр мощности вариаций напряженности КМП, вычисленный для наблюдений за 29.03.2008 в линии FeI 523.29 нм.

Этот результат подтверждается и дополнительными данными. А именно, на Рис. 3 (левая панель) представлен спектр мощности вариаций V , вычисленный посредством объединения измерений в 4-х спектральных линиях (FeI λ 525.02 нм и три соседних линии). При этом каждый временной ряд нормировался на свою дисперсию. Видно, что и в таком, объединённом спектре мощности, выявляются пики практически с теми же периодами и амплитудами, что и в спектре мощности только одной линии FeI λ 525.02 нм (правая панель Рис.1).

Дополнительным аргументом в пользу реальности колебаний с указанными периодами (особенно с периодом около 60 мин.) является Рис. 3 (правая панель), на котором представлен спектр мощности вариаций V , вычисленный для наблюдений 29 марта 2008 г. в спектральной линии FeI λ 523.29 нм.

3. Обсуждение и заключение

Таким образом, вышеизложенные результаты стоксометрических наблюдений КМП Солнца свидетельствуют о том, что наилучшим образом выявляются колебания с периодами около 80 и 60 минут, а также, но менее уверенно, с периодами около 35, 20 и 12 минут. 5-минутные колебания не проявляются в вариациях напряженности, но достаточно отчётливо видны в параметре V_{zc} , асимметрии и в лучевых скоростях.

К аналогичным результатам приводит использование для анализа соответствующих временных рядов методов вэйвлет-преобразования. При этом оказалось, что колебания с указанными периодами не являются строго стационарными. Они носят скорее даже импульсный характер: в одни моменты времени преобладают вариации с одними периодами, в другие – с другими.

Естественно, представляется закономерным вопрос о природе таких, сравнительно долгопериодных, вариаций КМП Солнца. Понятно, что выполненных наблюдений явно недостаточно для уверенных выводов, но высказать несколько предварительных соображений имеет смысл.

Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что обнаруженные периоды приходятся на область гравитационных, а не акустических, колебаний Солнца. Но такие колебания, основная мощность которых сосредоточена в глубинных слоях недр Солнца, в настоящее время не поддаются надёжному детектированию на солнечной поверхности традиционными методами. То, что мы можем наблюдать их в вариациях напряжённости магнитного поля, позволяет высказать гипотезу (очень предварительную), что имеет место трансформация глубинных гравитационных волн к поверхности, возможно, посредством магнитных силовых трубок.

Возможно также, что имеет место проявление долгопериодных вертикально-радиальных колебаний магнитных элементов (в основном солнеч-

ных пятен), сторонниками которых являются авторы работы [12], посвященной анализу колебаниях лучевых скоростей в активных областях.

В контексте обсуждения 80-минутных вариаций ОМП Солнца следует упомянуть также работу [13], в которой по данным мая-июня 1996 г. прибора SOHO/MDI обнаружены вариации глубины контура фотосферной линии NiI 676.8 нм от всего солнечного диска с периодом 79.94 мин. Отмечается наличие корреляции амплитуды такой периодичности с изменениями общего магнитного поля Солнца и числом пятен.

В заключение необходимо указать, что вышеприведенный результат об отсутствии 5-минутных колебаний в параметрах, связанных с напряженностью магнитного поля, и наличии в параметрах асимметрии и скорости, совпадает с выводами, полученными ранее в [14] по стоксометрическим наблюдениям с высоким пространственным разрешением в факельной площадке активной области.

Работа выполнялась при частичной поддержке грантом РФФИ 05-02-16472.

Литература

1. *Grossman-Doerth U.G., Pahlke K.D., Schussler M.* // *Astron. Astrophys.* 1987. V. 176. N. 1. P. 139.
2. *Tanenbaum A.S., Wilcox J.M., and Howard R.* // *IAU Symp. 43. Proc.*, 1970, P. 348.
3. *Ruedi I., Solanki S.K., Stenflo J.O., Tarbell T., and Scherrer P.H.* // *Astron. Astroph.*, 1998. V.335, L.97.
4. *Norton A.A. and Ulrich R.K.* // *Solar Phys.* 2000. V. 192. P. 403.
5. *Muglach K., Hofmann A., and Staude J.* // *Astron. Astroph.* 2005. V. 437. P. 1055.
6. *Garcia R.A., Boumier P., Charra J., Foglizzo T., Gabriel A.H., Grec G., Regulo C., Robillot J.M., Turek-Chieze S., Ulrich R.K.* // *Astron. Astrophys.* 1999. V. 346. P. 626.
7. *Boberg F., Lundstedt H.* // in Proc. “SOLSPA: The Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference”, Vico Equense, Italy, 24-29 September 2001. 2002(a). P. 79.
8. *Boberg F., Lundstedt H., Hoeksema J.T., Scherrer P.H., Liu W.* // *J. Geophys. Res.* 2002(b). V. 107. N A10. P. SSH 15-1.
9. *Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.* // in “The problems of the magnetic Fields in Cosmos” (Ed. A.B. Severny). Proceed. of the Internat. Symp. Crimea. 1976. Pt.2. P. 39.
10. *Демидов М.Л., Котов, В.А., Григорьев, В.М.* // *Изв. Крымск. астрофиз. obs.* 1990. Т. 82. С. 147.
11. *Demidov M.L.* // *Solar Phys.* 1995. V. 159. P. 23.
12. *Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.* // *Астрон. журн.* 2007. Т. 84. No. 5. С. 450.
13. *Котов В.А., Ханейчук, В.И.* // *Изв. Крымск. астроф. obs.* 2004. Т. 100. С. 30.
14. *Fleck, B., Deubner, F.-L., W. Schmidt.* // *ASP Conf. Ser.* 1993. V.46. P. 522.

**ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ДИСКУ СОЛНЦА
ОТНОШЕНИЙ НАПРЯЖЁННОСТИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ
ПРИ СОПОСТАВЛЕНИИ НАБЛЮДЕНИЙ
В РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ**

Демидов М.Л.

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, 664033, а/я 291, Россия,
E-mail: demid@iszf.irk.ru*

**PECULIARITIES OF MAGNETIC STRENGTH RATIOS
DISTRIBUTIONS ACROSS THE SOLAR DISK BY COMPARISON OF
OBSERVATIONS IN DIFFERENT SPECTRAL LINES**

Demidov M.L.

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, 664033, P.O. box 291, Russia,
E-mail: demid@iszf.irk.ru*

Abstract

A study of center-to-limb variations (CLVs) of different parameters is a powerful tool for diagnostics of the solar atmosphere spatial structure. As concern of elements, containing magnetic field, the knowledge of the CLV of the strengths ratios, observed in different combinations of spectral lines, is extremely important. The more spectral lines are involved in the analysis, the better. Some combinations of spectral lines have a special diagnostic implications. Two such combinations, FeI $\lambda 630.15$ nm – FeI $\lambda 630.25$ nm and FeI $\lambda 523.29$ nm – FeI $\lambda 525.02$ nm are considered in this study. The potential application of the obtained results to the urgent problem of the recalibration of the SOHO/MDI magnetic field data is briefly discussed.

Недавно, в конце 2007 г., на широко используемом астрономами и геофизиками всего мира сайте известного космического проекта SOHO появилась информация, что все данные о магнитных полях, полученные прибором MDI, должны быть существенным образом пересмотрены (перекалиброваны). Корректирующий коэффициент варьирует в зависимости от расстояния от центра диска Солнца, но в среднем напряженности должны быть увеличены в 1.7 раз. Основанием для такой кардинальной меры явились, в основном, результаты работы [1] по сопоставлению наблюдений на SOHO/MDI (линия NiI $\lambda 676.78$ нм) и в обсерватории Маунт Вилсон (использовались данные наблюдений в двух линиях: NiI $\lambda 676.78$ нм и FeI $\lambda 525.02$ нм). Причем, используемые при сопоставлении маунт-вилсоновские наблюдения в линии FeI $\lambda 525.02$ нм были существенным образом преобразованы на основании результатов работы [2] по сопоставлению измерений магнитных полей в комбинации линий FeI $\lambda 523.29$ нм – FeI $\lambda 525.02$ нм. Данный факт лишний раз демонстрирует важность исследований по

сопоставлению наблюдений магнитных полей, выполненных в различных спектральных линиях и обсерваториях.

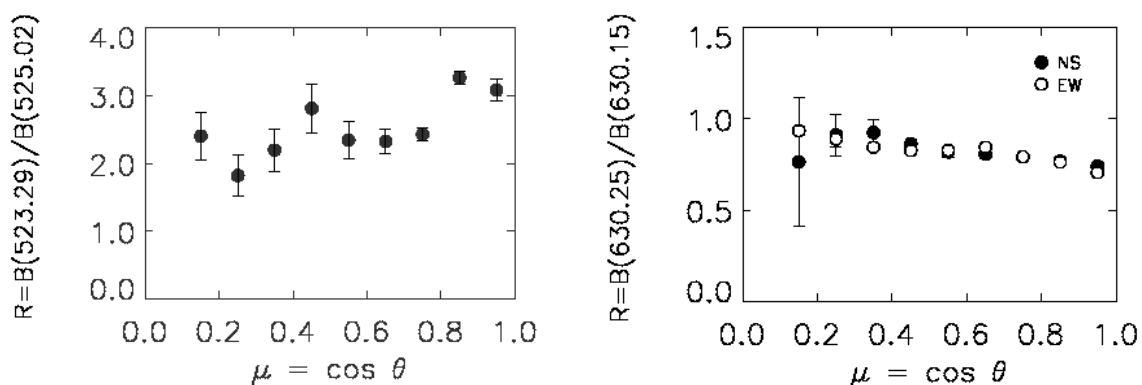


Рис. 1. Центро-лимбовые вариации отношения напряжённостей крупномасштабных магнитных полей Солнца, измеренных на телескопе СТОП Саянской обсерватории в комбинации линий FeI $\lambda 523.29$ нм – FeI $\lambda 525.02$ нм (левая панель) и FeI $\lambda 630.15$ нм – FeI $\lambda 630.25$ нм (правая панель).

Комплексное сопоставление магнитограмм полного диска по измерениям на пяти обсерваториях (Саянской, им. Дж. Уилкокса (Станфорд), Китт Пик, Маунт Вилсон, SOHO/MDI) выполнено в недавней статье [3]. В настоящей работе на Рис. 1 приводятся результаты анализа центро-лимбовых вариаций (ЦЛВ) по диску Солнца отношений напряженности при сопоставлении выполненных на телескопе СТОП Саянской обсерватории наблюдений в двух комбинациях спектральных линий: FeI $\lambda 630.15$ нм – FeI $\lambda 630.25$ нм (левая панель) и FeI $\lambda 523.29$ нм – FeI $\lambda 525.02$ нм (правая панель). Для второго случая разными символами отмечены результаты отдельно для экваториальных и полярных секторов, аналогично тому, как это делалось ранее [3] для других комбинаций данных.

Значительное отличие полученных результатов для первой комбинации линий от результатов [2] делает, по мнению автора, вопрос о правомерности продекларированной перекалибровки данных SOHO/MDI открытым. Следует также отметить, что результаты [2] находятся в противоречии и с более ранними работами, в частности с [4].

Работа выполнялась при частичной поддержке грантом РФФИ 05-02-16472.

Литература

1. *Tran A.S., Bertello L., Ulrich R.K., and Evans S.* // *Astrophys. J. Suppl.Ser.*, 2005, v.139, p.295.
2. *Ulrich R.K.*:1992, in M.S.Gimpapa and J.M.Bookbinder (eds.), *Proc. 7th Cambridge Workshop, Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun.* ASP Conf. Ser. v.26. p. 265.
3. *Demidov M.L., Golubeva E.M., Balthasar H., Staude J., and Grigoryev V.M.* // *Solar Phys.* 2008. V 250. p. 279.
4. *Howard R., and Stenflo J.O.* // *Solar Phys.*, 1972, v.22, p.402.

ГЛОБАЛЬНОЕ ПОТЕПЛЕНИЕ 20-ГО ВЕКА И ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Дергачев В.А.¹, Распопов О.М.², Юнгнер Х.³

¹*Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия,
e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

²*Учреждение Российской академии наук Санкт-Петербургский филиал института
земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН,
Россия, e-mail: oleg@or6074.spb.edu*

³*Хельсинкский университет, Хельсинки, Финляндия,
e-mail: hogne.jungner@helsinki.fi*

GLOBAL WARMING IN 20th CENTURY AND LONG-TERM SOLAR ACTIVITY

Dergachev V.A.¹, Raspopov O.M.², Jungner H.³

¹*Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

²*SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia*

³*Helsinki University, Finland*

Abstract

It is generally accepted that the Earth's climate has varied in the past. The primary driver of the past climate changes is believed to be orbital mechanics, solar variability and some geophysical processes. It is also known that variations in the surface temperature and the level of atmospheric CO₂ concentration roughly coincide. However, at present it is not clear whether this is cause or effect of either variable. Instrumental records show that the temperature has increased from the latter half of the nineteenth century. The popular media and the supposed scientific "consensus" believes the average warming observed since the beginning of the industrial era is due exclusively to the increase in anthropogenic greenhouse gas concentrations in the atmosphere. A closer look at the observations, however, reveals that the data do not support these claims. There are a wide range of natural events and processes, which could potentially be impacted by global warming.

This paper presents the results of analysis of climatic characteristics and the change of climate as a result of natural processes on a time scale covering the last few hundred years. To confidently estimate the climate change today and to predict changes in the future, it is necessary to rely on a long-term picture of such changes in the past received from proxy data. Wide use of models of a climate frequently become less valuable because of large uncertainty connected with the estimates. The Earth's climatic system is far too complex, with too many unknown drivers and feedbacks, to enable use of simplified models.

Due largely to the greater availability of annually dated records from historical documents, trees, corals, ice cores and sediments, climate variations within the last millennium are, in general, better resolved temporally and spatially. Therefore the last millennium can serve as a test period for studying laws of change of climatic characteristics and understanding of the reasons influencing change of climate on time scales of tens to hundreds of years and revealing of these reasons in more distant past. On regional scales the external signals influencing climate, can be masked by the internal signals connected to variability of the system atmosphere - ocean. The high sets of data on change of temperature and precipitation in

various regions allows to identify the regions most adequately reflecting of external influences.

It is shown, that modern long-term warming of the climate may be result of influence of long-term solar cycles on climatic system.

Введение

С помощью инструментальных измерений обнаружено заметное потепление климата с конца 19-го столетия. Чем обусловлено наблюдаемое потепление: человеческой деятельностью или естественными причинами?

С 1895 г. средства массовой информации периодически запугивают глобальными похолоданиями или потеплениями в течение ряда отдельных, иногда перекрывающихся, периодов. Так, на 1895-1930 гг. указывали, что «грядёт ледниковый период»; на 1920-1960 гг. – «глобальное потепление»; на 1950-1970 гг. – снова «грядёт ледниковый период». В настоящее время широко обсуждается «глобальное потепление» и очередной «малый ледниковый период» уже к середине 21 века.

Согласно объединению учёных климатологов и многих тех, кто принимает решения в рамках Межправительственной экспертной группы по изменению климата (IPCC), главными причинами изменяющего климата является человеческий фактор. Вокруг проблемы прогноза грядущих изменений климата и состояния природной среды идёт серьёзная дискуссия сторонников вмешательства человека в природные процессы глобального масштаба и сторонников изменения климата за счёт естественных причин.

Широко обсуждаемое глобальное потепление климата вследствие человеческой деятельности увеличивает необходимость понять естественные причины изменения климата. Солнечная энергия составляет более 99% общего энергетического притока в земную среду, и это является серьёзным аргументом в пользу того, что Солнце является потенциальной причиной изменения климата. Многочисленные попытки связать различные аспекты солнечной изменчивости с изменениями климата на Земле опираются, главным образом, на эмпирическую природу доказательства. Доказательства, связывающие солнечную активность (СА) с климатом, находят на коротких временных шкалах, а также накапливают на 100-летней и более длинных шкалах с помощью косвенных данных. И хотя возможные механизмы изменения климата, связанные с солнечной изменчивостью, покоятся на твердом физическом фундаменте, до сих пор не удается получить однозначного ответа, может ли солнечная изменчивость управлять процессами в климатической системе или только стимулирует их.

В данной работе анализируются климатические характеристики на временной шкале, покрывающей последние несколько сотен лет, и показано, что главной причиной изменения климата являются естественные процессы.

О чём же свидетельствуют инструментальные данные измерений климатических характеристик?

Детальные инструментальные наблюдения за характеристиками природных процессов, начатые в 19-м столетии, позволяют проследить тенденции в изменении климата и их связь с возможными причинами изменения климата. К сожалению, поскольку трудно провести различие между тенденциями и длинными циклами, не всегда удается однозначно доказать важность вклада той или иной причины в изменение климата.

Среди многочисленных физических переменных температурные данные имеют наиболее длинный временной и пространственный охват. Существующие температурные данные показывают, что в результате естественной изменчивости климата имеют место температурные аномалии, как на региональном уровне, так и по полушариям.

На наблюдаемое повышение уровня Мирового океана [1] и сокращение ледников (рис. 1 и рис. 2), как на ясный пример человеческого воздействия на климат, указывают сторонники антропогенного фактора.

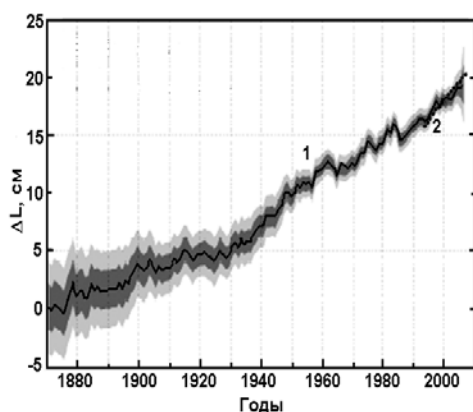


Рис. 1. Изменение глобального среднего уровня океана ΔL по прибрежным (1) и спутниковым измерениям (2) с $\pm 1\text{б}$ и $\pm 2\text{б}$.

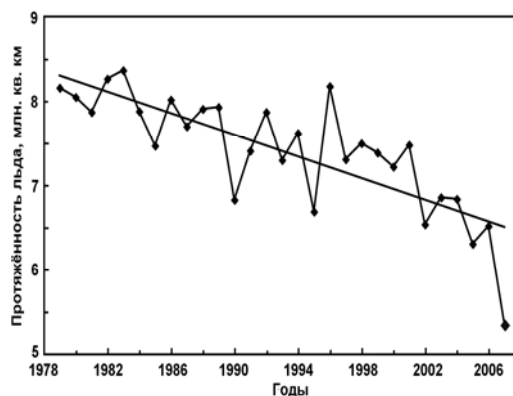


Рис. 2. Тенденция понижения средней протяжённости льда в Арктике [2].

Тенденция изменения обеих климатических характеристик на этих рисунках непротиворечиво следует регистрируемому изменению глобальной температуры (оставляя в стороне объяснение причин кратковременных флуктуаций). В то же время, если к 2007 г. ледовый покров Арктики достиг наинизшего уровня, то в Антарктике он оставался на примерно том же уровне или даже на более высоком уровне в течение последних примерно 50 лет [3]. Следовательно, несмотря на аномальное потепление в Арктическом регионе в 2007 г., преждевременно делать выводы о глобальных тенденциях в изменении ледового покрова в результате человеческой деятельности. И как объяснить за счёт роста температуры в результате постоянно увеличивающихся выбросов парниковых газов факт, что Гренландия в 1920-1940-х гг. была теплее, чем в течение последнего десятилетия [4].

На фоне резких заявлений, что каждый год 21 столетия (например, 2003, 2005, 2007 гг.) оказывался рекордным по увеличению температуры, непосредственные данные измерений температуры [5] (рис. 3) указывают на то, что имеет место замедление темпа нарастания температуры. Сравнение помесечных данных глобальной температуры в 2008 г. с годовой температурой двух наиболее теплых лет (2005 и 2007 гг.) [6] также указывает на то, что, по-видимому, максимум долговременного тренда пройден. По данным [7] глобальная площадь морского льда, регистрируемая с 1979 года, возвращается к средней величине. Наблюдения показывают, что мировые ледники отступают уже 200 лет (кривая 1 на рис. 4) [8] и соответственно повышается уровень океана [9], что было связано с увеличением температуры, полностью не подверженной влиянию выбросов антропогенных газов. Прослеживаемая на рис. 4 тенденция не согласуется с тенденцией резкого нарастания выбросов углеводородов после ~ 1950 г. (штриховая линия) Просматриваемые флуктуации на тренде изменения длины ледников (на вставке) могут быть связаны с соответствующими изменениями СА. Подобным образом ведет себя и долговременный тренд в изменении уровня океана [9]. Противоречат теории антропогенного влияния на глобальный климат и результаты работы [10], показавшие, что возрастание глобального уровня океана не ускоряется в течение последних 100 лет, т.е. не зависит от нарастания выбросов парниковых газов.



Рис. 3. Тренд (пятилетние средние) в изменении глобальной температуры. Указаны интервалы природных процессов, влияющих на атмосферу.

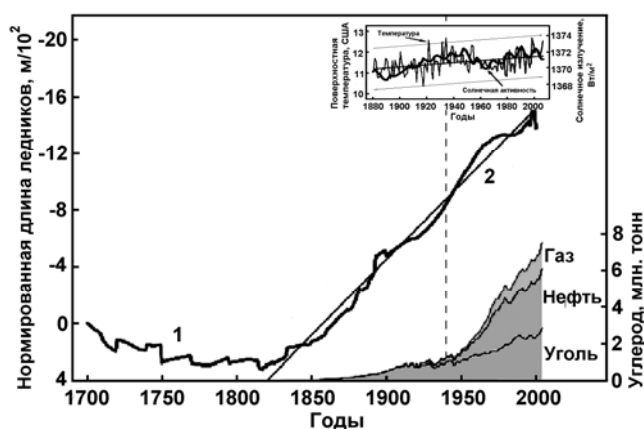


Рис. 4. Долговременное изменение длины 169 ледников (1) и линейный тренд (2) и выбросы углеводородов. На вставке дано изменение температуры и солнечной активности с 1850 г.

В короткой статье нет возможности привести многочисленные факты, противоречащие наблюдаемому изменению глобального климата в результате антропогенных процессов. В целом, опубликованные данные позволяют прийти к выводу, что наблюдаемое глобальное потепление не является «делом рук человека». Считается, что корреляции не доказывают причинно-следственное отношение. Но отсутствие корреляций между изменением глобального климата и антропогенными факторами, как это имеет место в случае с парниковыми газами, должно исключать их в качестве главной причины изменения климата.

Реконструированные климатические характеристики на шкале последнего тысячелетия

Относительно короткий период инструментальных данных означает, что они не могут ответить на вопрос о возможном спектре изменений климата в прошлом в масштабе времени от нескольких десятилетий до столетий и более. Данные годичного разрешения за прошедшие сотни-тысячи лет необходимы, чтобы ответить на фундаментальные вопросы выделения тенденций в изменениях климата и установлении причин изменения. Данные о климатических характеристиках в прошедшем тысячелетии, в общем, имеют лучшее временное и пространственное разрешение, чем более ранние данные. Это в значительной степени обусловлено наличием исторических документов, большой пригодностью годичных датированных данных из деревьев, кораллов, кернов льда и отложений. Рис. 5 и 6 по историческим данным и данным из изменений ширины колец деревьев свидетельствуют о существенных изменениях климата в северном полушарии в прошедшем тысячелетии. В то же время следует отметить, что из-за недостаточности данных высокого разрешения для южного полушария нет возможности провести полную реконструкцию изменения климата прошлых 1000 лет.

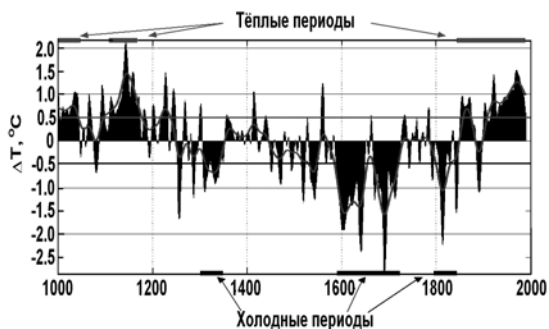


Рис. 5. Реконструкция скандинавских температур (декабрь-февраль) за прошедшее тысячелетие [11].

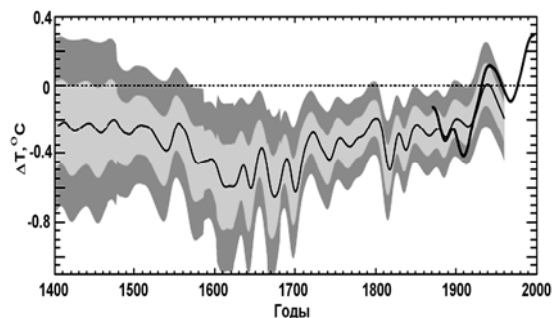


Рис. 6. Реконструкция температур (апрель-сентябрь) (20° с.ш.) с учётом $\pm 1\sigma$ и $\pm 2\sigma$ [12]. Толстая линия – инструментальные данные.

Солнечная активность, космогенные нуклиды и температура

Экстремальные изменения СА чётко прослеживаются в данных концентрации ^{14}C (рис. 7 [13, 14]): минимальные уровни СА соответствуют максимальным значениям концентрации ^{14}C , что имеет ясное физическое обоснование [15]. При этом холодные периоды (малый ледниковых период) приходятся на пониженную, а теплые (средневековый максимум) – повышенную СА.

Кроме 11-, 22-летнего и векового циклов СА, хорошо фиксируемых в изменении ряда климатических характеристик, например, в выпадении осадков (рис. 8 [16]), был выделен [17] долговременный ~ 210 -летний цикл, связанный с Солнцем, прослеженный затем и в солнечных данных [18]. Квазициклическое поведение СА позволяет проецировать краткосрочные тренды глобальной температуры [19]. С учётом долговременных ~ 210 - и ~ 90 -летнего солнечных циклов нами были прослежены тенденции

в изменении глобальной температуры, обусловленной процессами, связанными с СА (рис. 9), где толстой линией указана линейная комбинация 90- и 210-летних циклов СА, тонкой линией – отклик глобальной температуры на изменение долговременной СА. Основываясь на этих рассуждениях, можно сказать, что маловероятно, что ближайшие годы будут годами необычайных глобальных температурных изменений, и, вероятно, что эти годы останутся близкими к области значений, регистрируемых в окрестности 2000 года.

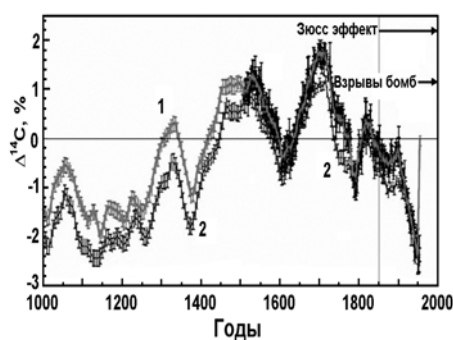


Рис. 7. Концентрация ^{14}C в кольцах деревьев для северного 1 [13] и южного 2 полушарий [14]. С ~ 1500 г. указаны годовичные данные концентрации ^{14}C .

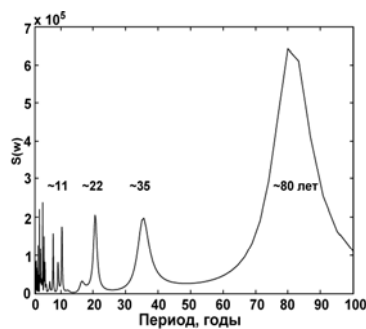


Рис. 8. AR спектральный анализ годовых измерений осадков в окрестности Пекина [16]. Указаны выделенные циклы.

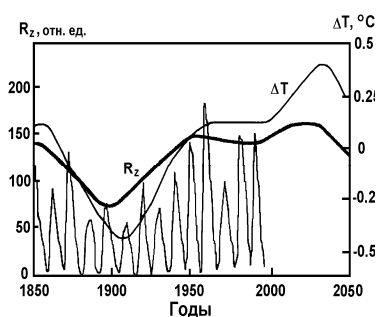


Рис. 9. Долговременная солнечная активность – R_z (число пятен) и изменение глобальной температуры – ΔT .

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 06-04-48792, 06-02-16268, 06-05-64200, 07-02-00379), Президиума РАН (программа «Изменения окружающей среды и климата») и программы Президиума Петербургского научного центра.

Литература

1. Domingues C.M. et al. Nature. 2008. V. 453. P. 1090-1093.
2. NCIDC - National Snow and Ice Data Center, 2006 (<http://www.nsidc.org>).
3. Monaghan A.J. et al. J. Geophys. Res. 2008. V.113, D04105, doi:10.1029/2007JD009094.
4. Chylek P. et al. Geophys. Res. Lett. 2006. V.33, L11707, doi:10.1029/2006GL026510.
5. Brohan P. et al. J. Geophys. Res. 2006. V. 111, D12106 doi:10.1029/2005JD006548.
6. Hansen J. et al. Atmos. Chem. Phys. 2007. V. 7. P. 2287-2312.
7. Zhang J. J. of Climate. 2007. P. 2515-2559.
8. Oerlemans J. Science. 2005. V. 308. P. 675-677.
9. Jevrejeva S. et al. Geophys. Res. Lett. 2008. V.35, L08715, doi:10.1029/2008GL033611.
10. Mörner N.-A. Global Planet. Change. 2004. V. 40. P. 49-54.
11. Moberg A. et al. Nature. 2005. V. 433. P.613-617.
12. Briffa K.R. et al. J. Geophys. Res. 2001. V. 106 (D3). P. 2929-2941.
13. Reimer P.J. et al. Radiocarbon 2004. V. 46. P. 1029–1058.
14. McCormac F.G. et al. Radiocarbon. 2004. V. 46(3). P. 1087-1092.
15. Дергачев В.А. Геомагнетизм и аэрономия. 1996. Т.36. № 2. С. 49-60.
16. Zhao J. and Han Y. Earth, Moon, and Planets. 2005. V. 97. P. 69-78.
17. Sonett C.P. and Suess H.E. Nature. 1984. V. 307. P. 141-143.
18. Jelbring H. J. Coastal. Research, Special Issue. 1995. V. 17. P. 363-369.
19. Дергачев В.А., Распопов О.М. Геомагнетизм и аэрономия. 2000. Т. 40. С. 9-14.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ПЕРИОД 1861-1879 гг.

Джемакулов А.А., Пархоменко А.В. Тлатов А.Г
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

CHARACTERISTICS OF SUNSPOT GROUPS DURING THE PERIOD 1861-1879

Dzemakulov A.A., Parhomenko A.V., Tlatov A.G.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Digitization of G. Spörer's catalogues of sunspots groups is made. Characteristics of sunspot groups during 1861-1879 are considered.

В настоящее время наиболее известными данными о характеристиках групп солнечных пятен являются ряды Гринвичской обсерватории, начинающиеся с мая 1874 года. Как правило, до этого момента в качестве характеристики солнечных пятен используют число Вольфа. При этом ряд характеристик солнечных пятен, прежде всего, их координаты, остаются неизвестными. Вместе с тем ежедневные наблюдения координат групп солнечных пятен позволили Р. Керингтону и Г. Шпереру установить важный закон развития солнечных циклов активности: в начале одиннадцатилетнего цикла солнечной активности большая часть пятен расположена на широтах от 20° до 30° и с развитием цикла смещается к экватору (закон Шперера). Если зависимость широты пятен от времени изобразить на диаграмме, то зоны активности образуют на ней «бабочку Маундера».

Помимо этого, данные о координатах солнечных пятен позволили Г. Шпереру установить дифференциальный характер вращения солнечных пятен.

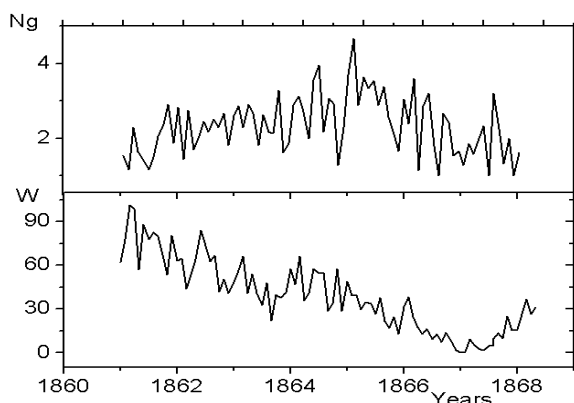


Рис. 1. Число групп солнечных пятен по каталогу Шперера (вверху) и числа Вольфа (внизу) для периода 1861-1868 гг.

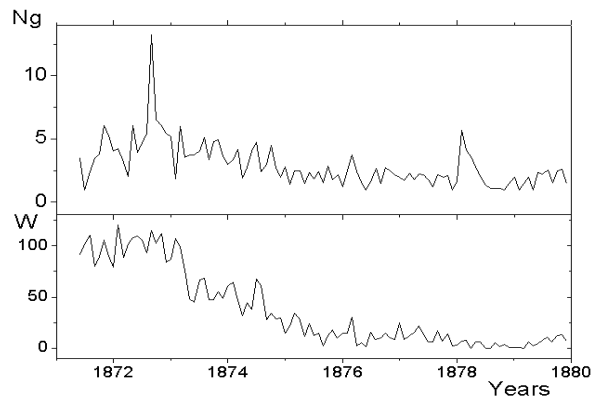


Рис. 2. То же, что и на рис. 1 для периода 1871-1879 гг.

Нами проведена оцифровка характеристик групп солнечных пятен по данным каталога Г. Шперера [1-4]. Всего нами были оцифрованы положения 5803 групп. На рис. 1 и 2 представлено среднемесячное число групп солнечных пятен за период 1961-1868 гг. и 1871-1879 гг. в сравнении с данными чисел Вольфа за этот период. Заметны значительные различия между этими параметрами. Особенно это касается 10-го цикла активности. Так, по данным чисел Вольфа максимум был в 1860,1 году. Из Рис.1 следует, что максимум был скорее в 1864,6 г. Причина такого различия нам не ясна. Возможно, происходила смены системы наблюдений. Отметим, что нами приведены только данные числа групп солнечных пятен.

На рис. 3 представлена широтно-временная диаграмма распределения групп солнечных пятен. Хорошо заметно начало нового цикла в 1867 г. на широтах 30-40 градусов.

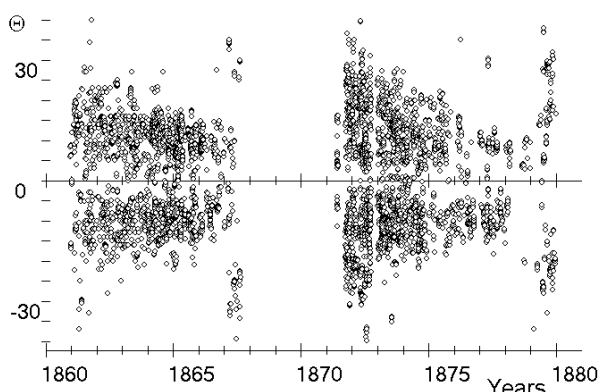


Рис. 3. Широтно-временная диаграмма групп солнечных пятен по данным каталога Шперера.

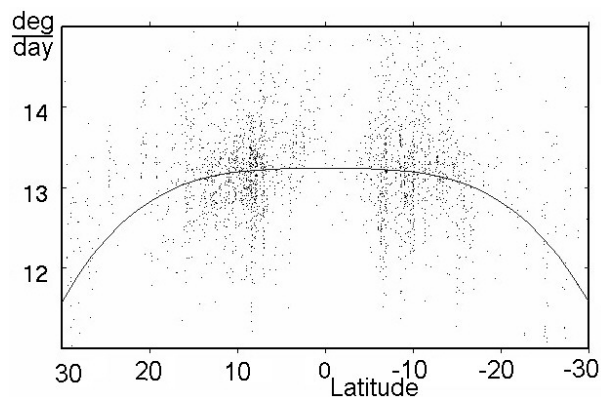


Рис. 4. Скорость дифференциального вращения за период 1861-1879 гг. Проведена аппроксимация.

Используя координаты групп солнечных пятен, мы нашли скорость вращения солнечных пятен в этот период. Зависимость скорости вращения от широты можно представить как $\omega = 13,25(\pm 0,6) - 0,86 \cdot \sin^2\theta$ град/сут. Северное полушарие при этом вращалось несколько медленнее и менее дифференциально, чем южное: $\omega_N = 13,22 - 0,3 \cdot \sin^2\theta$, $\omega_S = 13,30 - 3,3 \cdot \sin^2\theta$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программ РАН.

Литература

1. *Spörer G.*, Beobachtungen von Sonnenflecken, 1862.
2. *Spörer G.*, Beobachtungen von Sonnenflecken, Leipzig, 1874.
3. *Spörer G.*, Beobachtungen von Sonnenflecken, Potsdam, 1878.
4. *Spörer G.*, Beobachtungen von Sonnenflecken, Potsdam, 1880.

КОЛЕБАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В ЛИНИИ Ca II 8498 Å

Дивлекеев М.И.

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ, Москва
div@sai.msu.ru*

OSCILLATIONS OF INTENSITY OF Ca II 8498 Å LINE IN ACTIVE REGIONS

Divlekeev M.I.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

Abstract

Quasi-periodic pulsations of radiation in the Ca II 8498 Å line of the magnetic flux rope in active regions are reported. The Ca II 8498 Å line intensity fluctuations are found to oscillate with period of 3 and 5 minutes in different flares and AR. In the lack of flares periods change in the range of 3 - 35 min. The amplitude of these oscillations in the flare equals 0.25 regarding with the intensity of the radiation of Ca II 8498 Å line at maximum of the flare. Similar amplitude in the lack of flares equals 0.5 as compared with average intensity of radiation of the Ca II 8498 Å line.

Введение

Квазипериодические колебания (пульсации) (КПК) излучения как вспышек, так и спокойной атмосферы Солнца наблюдаются в течение нескольких десятилетий. Наиболее изученными являются фотосферные колебания с периодами 3 и 5 минут, которые возбуждаются турбулентной конвекцией. Известно, что на уровне фотосферы 3-мин колебания связаны с пятнами, а 5-мин колебания наблюдаются в областях флоккулы. В солнечной короне регистрируются колебания с периодами 5 минут.

Настоящая работа посвящена исследованию периодов КПК излучения жгута магнитных трубок с током в разных АО в ядре линии Ca II 8498 Å.

Наблюдения и результаты

Наблюдения Солнца выполнены в Москве на Башенном солнечном телескопе ГАИШ АТБ-1 в августе, сентябре 2004 г. и в июле 2005 г. Телескоп строит изображение Солнца диаметром около 140 мм на входной щели дифракционного спектрографа. Спектрограф состоит из дифракционной решетки 600 штрихов на миллиметр размерами 200×250 мм², коллиматорного и камерного зеркал с фокусными расстояниями 10 м. Спектр регистрируется ПЗС-линейкой с ячейками 8×200 мкм² с длиной около 3 см. Дисперсия на один элемент линейки равняется ~ 3 мÅ. В настоящей работе приводятся результаты наблюдений 10 АО, в которых за время наблюдений произошли 27 вспышек разного балла. Все эти группы имели срав-

нительно большие площади (кроме 10667). АО 10656 была очень динамична, за время прохождения видимого диска она сильно усложнялась, а ее площадь увеличилась. В течение этого периода в ней произошли 150 вспышек, из них 25 вспышек были балла М, а две – балла Х. Процессы в АО 10656 описаны в работе [1]. Следующей по активности была АО 10786, в которой зарегистрировано более 75 вспышек, из них 14 балла М и одна балла Х. В остальных АО вспышки были слабые, а их количество не большое.

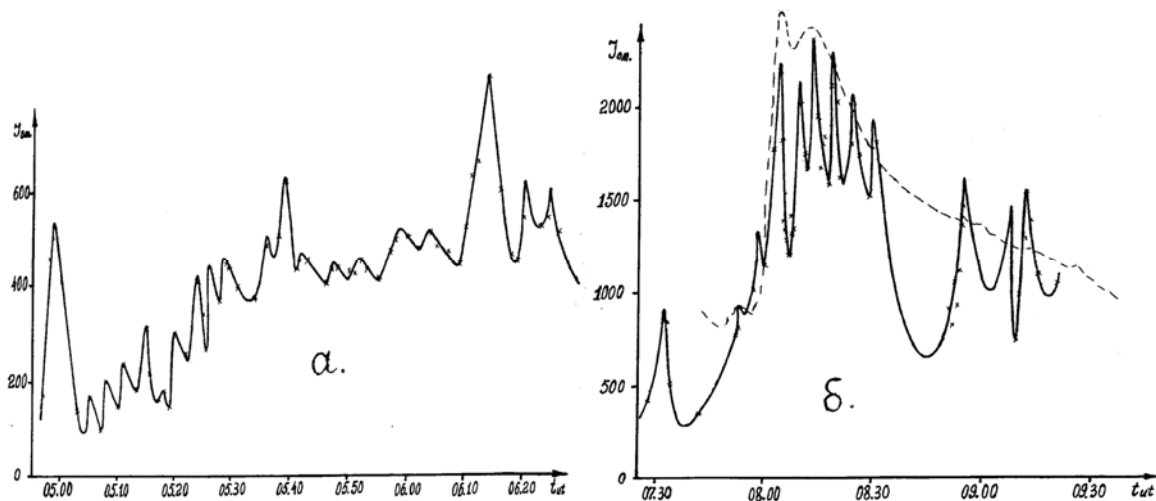


Рис. 1. Колебания излучения жгута магнитных трубок с током в линии Ca II 8498 Å.

На рис.1 приведены графики вариации интенсивности излучения в линии Ca II 8498 Å в разных АО. Рис. 1а представляет колебания интенсивности линии Ca II 8498 Å, наблюдаемые в жгуте магнитных трубок в отсутствие вспышки 16 сентября 2004 г. На рис. 1б показано изменение интенсивности этой линии во время вспышки 12 июля 2005 г. в АО 10786. В АО 10672 16 сентября в линии Ca II 8498 Å наблюдалось только слабое усиление фона с периодом колебаний ~ 3 мин, а в максимуме фона колебания имели период 5 мин. При этом наблюдались слабые выбросы интенсивности с периодом около 35 мин. График за 12 июля 2005 г. соответствует рентгеновской вспышке балла С 8.3, происшедшей в АО 10786. Здесь пунктиром показан характер изменения рентгена по данным GOES. Наблюдения относительно спокойной АО 10667 показали, что уровень фона колеблется периодом ~8 мин. При этом обнаруживается модуляция 50 мин. периодом. АО 10672 наблюдалась 12 сентября в конце вспышки балла М 4.8. По мере спада интенсивности излучения Ca II 8498 Å периоды колебаний увеличиваются до 20 мин., а в минимуме фона период равняется 27 мин. В этой АО наблюдался средний тренд фона с периодом ~35 мин.

Результаты обработки данных сведены в Таблице. Получено, что в девяти вспышках наблюдался одиночный максимум. В 8 вспышках максимумы состояли из двух пиков с интервалом 3 минуты. В максимуме двух

вспышек этот интервал составлял 10 мин. Вспышки, имеющие длинную фазу спада в мягком рентгене (например, 13 августа 2004 г. и 12 июля 2005 г.), содержали множество пиков. Период этих пиков равнялся 5 мин. Амплитуда пиков в максимуме вспышек составляла около 0.25 от максимума интенсивности излучения в линии Ca II 8498 Å.

Таблица.

Даты на-блю-ден.	Время наблю-дений		NOAA	Наблюденные вспышки						Рент. балл вспышки	Периоды колебаний в мин		
	на-ча-ло	ко-нец		по GOES			в линии Ca II 8498 Å				Всп.	Спок.	
				начало	макс.	конец	начало	макс.	конец				
030804	0327	0953	10655	0413	0420	0430	0402	0420	0440	B2.3	5	20	
				0530	0536	0545	0530	0540	0550	B3.0	5		
				0604	0607	0610	0604	0609	0615	B1.9	---		
				0814	0829	0846	---	0830	0850	B9.1	10		
				0855	0923	0944	0920	0940	1000	B9.6	10		
050804	0403	1034	10655	---	---	---	---	---	---	---	5; 8; 20		
078004	0600	0750	10655	0604	0607	0610	0558	0602	0615	B1.7	3	12;15;25	
090804	0350	0928	10656	0409	0413	0417	0409	0411	0417	B8.9	3	---	
				---	---	---	0421	0424	0430	---	---	12	
				---	---	---	0557	0602	0608	---	---	15	
				0832	0840	0843	0855	0901	0908	C1.1	3	5; 8	
				0922	0928	0932	0910	0914	0923	B9.6	5		
100804	0519	0936	10656	0601	0607	0611	0558	0602	0617	C1.1	3	5; 8	
				0851	0858	0902	0910	0915	0920	B6.2	---		
				---	---	---	0922	0923	0940	---	3		
110804	0448	1312	10656	0438	0441	0444	0446	0450	0454	B8.6	---	5	
				---	---	---	0455	0456	0509	---	5		
				---	---	---	0525	0529	0537	---	---		5
				1009	1015	1040	1038	1045	1105	C4.2	5		
				1135	1141	1145	1133	1141	1200	C7.6	---		12
				1205	1209	1211	1202	1208	1221	C1.3	3		8
				1246	1249	1252	1240	1252	1259	C1.7	3		8
130804	0431	0751	10656	0636	0729	0738	0632	0715	0800	M1.2	5	---	
220804	0706	0828	10661	---	---	---	---	---	---	---	---	5	
				10662	---	---	---	---	---	---	---	5	
				10663	---	---	---	---	---	---	---	7	
				10664	---	---	---	---	---	---	---	8	
050904	0814	1004	10667	---	---	---	---	---	---	---	8;50		
120904	0528	0843	10672	---	---	---	---	---	---	---	18;22;28		
160904	0458	0629	10672	0340	0346	0351	0456	0458	0504	B8.4	---	3; 5;35	
200904	0508	0610	10672	0443	0447	0451	---	---	---	B2.6	---	8; 35	
030705	0645	0810	10783	---	---	---	0645	0648	0653	---	3	12;25	
				---	---	---	0658	0705	0710	---	---		
				0737	0743	0748	0712	0716	0727	B8.1	5		
120705	0728	0920	10786	0757	0803	0822	0740	0815	0840	C8.3	5	25	
				0957	1003	1009	0945	---	---	---	---		---

При этом на фазе спада вспышки наблюдались пульсации с большим периодом (более 10 мин.). По мере уменьшения интенсивности излучения линии Ca II 8498 Å их периоды увеличивались, а амплитуды уменьшались. В отсутствие вспышек колебания излучения в линии Ca II 8498 Å жгута магнитных трубок происходили с периодами 3, 5, 8, 12, 18, 25, 35 мин в зависимости от АО. Амплитуда колебаний в основном равнялась ~0.5 от средней интенсивности излучения в линии Ca II 8498 Å, но уменьшалась по мере роста интенсивности.

Одним из возможных механизмов возбуждения этих пульсаций является модуляция физических параметров плазмы в жгуте магнитных трубок магнитогидродинамическими волнами. Степанов А.В. с коллегами предложили объяснение пульсаций баллонными модами МГД волн [2]. В работах [3, 4] рассмотрена зависимость мощности акустических колебаний в солнечной атмосфере от напряженности магнитного поля. Показано, что амплитуда поверхностных волн Солнца изменяется магнитным полем, а, именно, колебания ниже частоты 5.2 мГц подавляются магнитным полем. Наблюдения интенсивности К-линии Ca II показали, что колебания с частотами между 5.5 и 6.5 мГц имеют увеличенные амплитуды в кольце вокруг АО. В работе [5] исследованы 16-сек колебания излучения источников в радио и в жестком рентгене, как на вершине корональных петель, так и на их основаниях.

Выводы

1. Периодические пульсации интенсивности линии Ca II 8498 Å, по-видимому, происходят вследствие колебания физических параметров плазмы в жгуте магнитных трубок, возбуждаемыми магнитозвуковыми волнами.
2. Вспышки с крутым фронтом спада в мягком рентгене в линии Ca II 8498 Å имеют в максимуме два пика с интервалом 3-5 мин.
3. Вспышки с пологим фронтом спада в мягком рентгене в линии Ca II 8498 Å содержат множество пиков с интервалом ~5 мин. Амплитуда колебаний интенсивности доходит до 25% от максимума вспышки.
4. В отсутствие вспышки колебания излучения происходят с периодами 3-35 мин. в зависимости от АО. Амплитуды равняются примерно 50% от среднего уровня интенсивности линии Ca II 8498 Å.

Литература

1. *Дивлекеев М.И.* Труды XI Пулковской Международной конференции по физике Солнца, Пулковое, 2007, С. 155.
2. *Stepanov A.V., Kopylova Y.G. et al.*, 2004, *Astron. Lett.*, V. 30, 480.
3. *Hindman B.W., Brown T.M.* 1998, *ApJ*, V. 504, 1029.
4. *Venkatakrishnan P., Kumar B., Tripathy S.C.* 2002, *Sol. Phys.*, V. 211, 77.
5. *Inglis A.R., Nakariakov V.M., Melnikov V.F.* 2008, *A&A*, V. 487, 1147.

МНОГОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ НА СОЛНЦЕ И В ГЕЛИОСФЕРЕ 30.07.2005

Дивлекеев М.И.¹, Яковчук О.С.², Веселовский И.С.^{2,3}

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

²НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва

³Институт космических исследований РАН, Москва

MULTIWAVE OBSERVATIONS OF DYNAMIC PROCESSES ON THE SUN AND IN HELIOSPHERE ON 30.07.2005

Divlekeev M.I.¹, Yakovchouk O.S.², Veselovsky I.S.^{2,3}

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

²Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

³Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract

Solar activity and flares in northern hemisphere were observed on July 30, 2005. The active region AR 10792 is the most productive in this period. Both up- and down flows were observed before X-ray flare C 9.4 in the chromospheric line Ca II 8498 Å. Spectral observations in the line Ca II 8498 Å were performed using the solar telescope in Sternberg Astronomical Institute from 05:00 UT. The attempt to trace dynamic processes in this AR and in a heliosphere was made.

Введение

30 июля 2005 в наиболее продуктивной активной области (АО 10792) были отмечены 2 рентгеновских вспышки класса С (C9.4(05:03) и C8.9(16:39)) с небольшими корональными выбросами массы (КВМ) и вспышка класса X1.3(06:17) с последующим КВМ типа гало. Рассматриваемая область существовала в течение пяти оборотов Солнца с 10.05.2005 по 26.08.2005. На протяжении этого времени в ней имело место нарушение закона Хэйла для северного полушария. Первая вспышка в мягком рентгене началась в 05:03 UT, имела максимум в 05:19 UT и закончилась в 05:36 UT. В линии H α вспышка произошла в 05:07 UT, достигла максимума в 05:17 UT и завершилась 06:05 UT. В работе представлены спектральные наблюдения АО 10792 в линии Ca II 8498 Å, которые проводились на солнечном телескопе АТБ – 1 ГАИШ с 05:00 UT. Сделана попытка проследить динамические процессы в этой АО области и в гелиосфере по данным с космических аппаратов (КА) SOHO/EIT, SOHO/LASCO, GOES и ACE.

Результаты и обсуждение

Спектр около линии Ca II 8498 Å регистрировался в излучении флоккулы и структуры с противоположно направленными потоками плазмы над флоккулами, названной жгутом магнитных трубок с током [1]. В 05:00 UT в центре линии наблюдается достаточно сильное поглощение, которое примерно через 30 секунд усиливается и в линии поглощения появляется

компонента с красным смещением. На Рис 1а. приведен профиль линии Ca II 8498 Å, полученный вычитанием спектров, записанных в 05:00:30 UT и 05:00:00 UT. Видно, что профиль линии можно разложить на две компоненты.

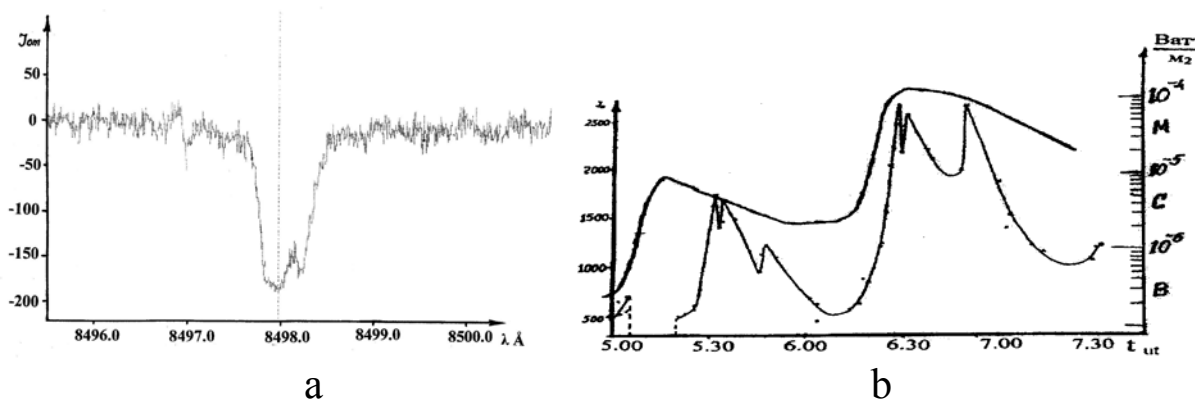


Рис. 1.: **а** - профиль линии Ca II 8498 Å добавочного поглощения в 05:00:30 UT. **б** - график изменения интенсивности излучения в линии CaII 8498 Å (нижняя кривая, левая панель) и мягком рентгене (верхняя кривая, правая панель).

Одна из компонент имеет красное смещение равное ~ 0.23 Å, чему соответствует опускание вещества с лучевой скоростью ~ 8 км/с. Скорость вещества в пределах точности измерений ± 2 км/с не меняется до 05:05 UT, когда получен последний профиль со смещением. В 05:03 UT (начало вспышки в мягком рентгене) интенсивность излучения в центре линии Ca II 8498 Å возрастает более чем в два раза по сравнению с интенсивностью в 05:00 UT и 05:01 UT, как происходит в начале вспышки. На последующих спектрограммах регистрируется поглощение в центре линии и в синем крыле с постоянно растущим сдвигом вплоть до исчезновения в 05:19 UT. Таким образом, рентгеновская вспышка, начавшаяся в 05:03 UT, в линии Ca II 8498 Å либо не видна, либо произошла задержка. Вспышка началась через 22 мин. на фазе спада рентгеновской вспышки с первоначального уровня фона (Рис.1б).

Заключение

Таким образом, можно предположить, что в АО 10792 излучение начавшейся вспышки перекрывается опускающимся плотным облаком более холодного вещества, расположенным выше.

Последующий подъем вещества привел к компактному КВМ, который был зарегистрирован коронографом LASCO C2 в 05:57 UT. В околоземном пространстве возрастания потоков энергичных частиц отсутствовало, и была спокойная геомагнитная обстановка.

Литература

1. Дивлекеев М.И. Труды XI Пулковской Международной конференции по физике Солнца, Пулково, 2007, 155.

**ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ
15 АПРЕЛЯ 2002 ГОДА ПО ДАННЫМ СПЕКТРОМЕТРА «ИРИС»
ЭКСПЕРИМЕНТА «КОРОНАС-Ф»**

**Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А.,
Савченко М.И., Скородумов Д.В.**

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия, E-mail: Paul.D@mail.ioffe.ru

**TIME STRUCTURE AND ENERGY SPECTRUM OF X-RAYS
OF THE SOLAR FLARE ON APRIL 15, 2002 BASED ON IRIS
SPECTROMETER DATA OF CORONAS-F EXPERIMENT**

**Dmitriyev P.B., Kudryavtsev I.V., Lazutkov V.P., Matveev G.A.,
Savchenko M.I., Skorodumov D.V.**

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

Abstract

The time structure and energy spectrum evolution of hard X-rays of solar flare occurred on April 15, 2002, and observed with one second time resolution by spectrometer IRIS on the board of CORONAS-F satellite are discussed. The flare began at 2309:25 UT and its duration and X-ray class are about 10 minutes and M1.2 accordingly. The analysis of the time profile of hard X-ray flare emission has shown that its structure consists of three overlapped bursts by duration about one and a half minutes everyone. More detailed studying of flare time structure by means of spectral analysis modification method has revealed existence in flare emission the powerful quasi-periodic oscillation about 22 seconds and a wide spectrum of weaker oscillations with the periods from 4 about 16 seconds. The 22-d second quasi-periodic oscillation can be explained by “running” magnetohydrodynamic waves generated in the flare loop with the characteristic parameters of the plasma of the coronal region of solar atmosphere. Investigation of the hard X-ray energetic spectrum evolution of this flare with the one second time resolution has shown that the form of this power spectrum does not vary during all flare duration and can be approximated by power law that speaks about hard X-ray emission generation by non-thermal way.

Структура временного профиля солнечной вспышки 15.04.2002

Жесткое рентгеновское излучение (ЖРИ) солнечной вспышки 15 апреля 2002 г., начавшейся в 2309:25 UT, было зарегистрировано аппаратурой «ИРИС» в 32 измерительных каналах прибора, охватывающих энергетический диапазон от 15 до 250 кэВ. Для увеличения статистической достоверности измеренной скорости счета временной профиль события анализировался в двух интегральных энергетических диапазонах: 15-24, 24-42 кэВ, в то время как при анализе динамики энергетического спектра вспышки использовались данные всех 32 каналов. На временных профилях просуммированных каналов, на протяжении всего события хорошо видна сложная структура с импульсами величиной порядка 20 секунд, которые

проявляются на фоне более крупных импульсов длительностью чуть менее минуты. Весь профиль события состоит из трех перекрывающихся крупных всплесков длительностью около полутора минут каждый.

В результате более подробного изучения временных профилей этих трех всплесков (трех стадий) вспышки при помощи модифицированного метода спектрального анализа [1] было выявлено следующее поведение временной структуры всего события. На начальной стадии одновременно в двух интегральных каналах возникают осцилляции с периодом в 15 с и более слабые - с периодами 6, 8 и 10 с, а осцилляция в 20 с едва прослеживается только во втором канале. На второй стадии осцилляция в 22 с становится соизмеримой с остальными, а значения уже существующих - смещаются в сторону меньших значений в среднем на 0.5 с. На заключительной стадии события одновременно в двух каналах появляется осцилляция в 19 с вместо 22 с. Все значения осцилляций не сохраняются на различных стадиях вспышки за исключением осцилляции в 9 с, которая возникает на второй стадии события одновременно в двух интегральных энергетических каналах и остается неизменной и на третьей стадии вспышки.

Суммируя вышеизложенное, можно предположить, что во время вспышки 15 апреля 2002 г. в структуре ЖРИ возникают осцилляции величиной в 9 и в ≈ 22 с. Осцилляции такой величины могут быть объяснены распространением МГД волн в магнитных структурах солнечных активных областей, возникающих во время солнечных вспышек [2].

Динамика энергетического спектра ЖРИ вспышки 15.04.2002

Изучение динамики энергетического спектра ЖРИ вспышки с временным разрешением в одну секунду показало, что как на секундном, так и на более крупном временном усреднении (от 10 секунд и больше) форма энергетического спектра остаётся неизменной на всех фазах развития вспышки и может быть аппроксимирована степенным законом. При этом эволюция спектра излучения на фазе роста интенсивности вспышки происходит за счет увеличения количества квантов меньших энергий, в то время как количество квантов с энергиями больше 100 кэВ практически не меняется. Это свидетельствует в пользу того, что во время вспышки электроны ускоряются до некоторой максимальной энергии, которая не меняется во время развития события.

Литература

1. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П. и др. // Известия РАН, сер. Физическая. 2006. Т.70. С.1453-1456.*
2. *Edwin P.M., Roberts B. // Solar Phys. 1983. V.88. P.179-191.*

ПОЛЯРИЗАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В МЕЖПЛАНЕТНОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Ерофеев Д.В.

*Уссурийская астрофизическая обсерватория, Горнотаежное,
Приморский край, Россия*

POLARIZATION OF NON-LINEAR ALFVÉN WAVES IN THE INTERPLANETARY MEDIUM

Erofeev D.V.

Ussuriysk Astrophysical Observatory, Gornotaezhnoe, Primorsky Kray, Russia

Abstract

Variations of the magnetic field direction should lead to fluctuations of the angle between it and wave vector \mathbf{k} of the Alfvén wave, thus yield variations of the wave polarization. Such an effect is found to take place in the interplanetary magnetic field. This allows to obtain some information concerning the direction of the wave vector \mathbf{k} and its variations in the course of solar cycle.

Волны альвеновского типа играют значительную роль в динамике солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП) [3–5]. Их вклад в флуктуации ММП изменяется в зависимости от гелиоцентрического расстояния и пространственно-временного масштаба вариаций; в окрестностях земной орбиты они доминируют в диапазоне периодов короче нескольких часов. В работе [2] изучалась ориентация анизотропии флуктуаций ММП часового диапазона (периоды 2–5 ч). Судя по поведению направления минимума дисперсии флуктуаций (см. рис.1, взятый из [2]), в этом диапазоне волновой вектор альвеновских волн \mathbf{k} не совпадает по направлению со средним магнитным полем и медленно изменяет ориентацию в ходе 22-летнего магнитного цикла Солнца. Направление минимума дисперсии, однако, не обязательно совпадает с \mathbf{k} , поскольку на него может влиять присутствие в ММП флуктуаций не-альвеновского типа. В настоящей работе используется независимый от метода минимума дисперсии способ оценки направления \mathbf{k} . Суть его такова. Вариации магнитного поля альвеновской волны ортогональны как ее волновому вектору \mathbf{k} , так и фоновому магнитному полю \mathbf{B}_0 . Поэтому, если векторы \mathbf{k} и \mathbf{B}_0 не параллельны, то волна будет линейно поляризованной в направлении $[\mathbf{k}, \mathbf{B}_0]$. При изменении направления одного из векторов, \mathbf{k} или \mathbf{B}_0 (или их обоих), должно соответственно изменяться и направление поляризации волны. В принципе, по известным из наблюдений вариациям угла поляризации волн и ориентации фонового магнитного поля можно найти направление \mathbf{k} .

Рассмотрим практические аспекты метода. Во-первых, следует уточнить определение фонового поля. Для слабых (линейных) волн Альвена

выполняется условие ортогональности каждой квазигармонической компоненты к невозмущенному магнитному полю, однако для волн конечной амплитуды это не так. Уже в простейшем нелинейном приближении «фоновым» для волны с частотой ω_0 следует считать магнитное поле,

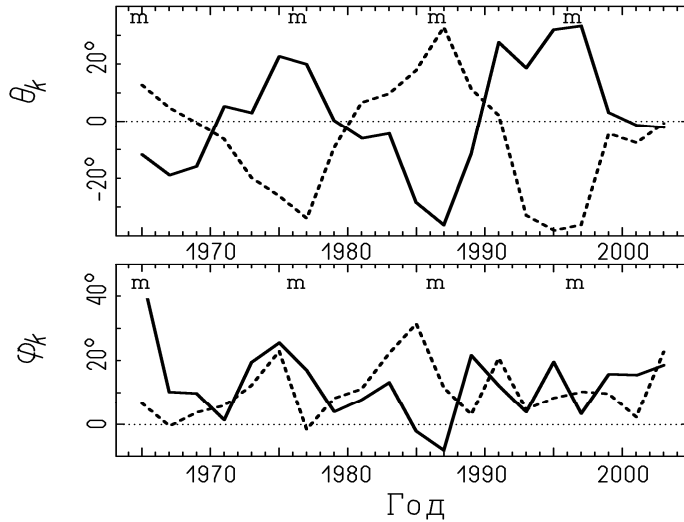


Рис. 1. Долговременные вариации направления минимума дисперсии флуктуаций ММП часового диапазона, по данным OMNI-2 (θ_k и φ_k – меридиональный и азимутальный углы, сплошная линия и пунктир соответствуют отрицательному и положительному секторам ММП, m – минимумы солнечного цикла).

возмущенное всеми волнами с $\omega < \omega_0$ [1]. То, что это соответствует действительности в случае часовых флуктуаций ММП, следует из поведения их анизотропии D_{\perp}/D_{\parallel} (здесь D_{\perp} и D_{\parallel} – дисперсии колебаний, перпендикулярных и параллельных \mathbf{V}_0). Определим фоновое поле как вектор ММП, сглаженный с интервалом усреднения T . Расчет показывает, что анизотропия флуктуаций, т.е. степень их ортогональности \mathbf{V}_0 , монотонно возрастает при уменьшении интервала усреднения T вплоть до границы часового диапазона (5 ч). Исходя из этого, определим фоновое магнитное поле как скользящее среднее ММП с $T = 5$ ч. При таком определении \mathbf{V}_0 оказывается довольно быстро флуктуирующим по направлению с амплитудой в десятки градусов.

В качестве основной системы координат используется система RTN, причем ориентацию векторов в этой системе удобно задавать направляющими углами φ (азимутальный) и θ (меридиональный). Однако линейную поляризацию альвеновских волн следует определять не в этой системе, а в плоскости, ортогональной фоновому магнитному полю (положение которой быстро изменяется). Примем, что угол поляризации P отсчитывается в этой плоскости от северного направления. Пусть θ_k и φ_k – направляющие углы волнового вектора \mathbf{k} , а θ_0 и φ_0 – углы, задающие направление фонового магнитного поля \mathbf{V}_0 . При условии $\delta\mathbf{V} \parallel [\mathbf{k}, \mathbf{V}_0]$, «мгновенное» значение угла поляризации P задается формулой

$$\operatorname{ctg} P = \frac{\cos \theta_k \sin(\varphi_0 - \varphi_k)}{\cos \theta_0 \sin \theta_k - \sin \theta_0 \cos \theta_k \cos(\varphi_0 - \varphi_k)}, \quad (1)$$

которая связывает неизвестные параметры θ_k и φ_k с теми, которые могут быть определены из наблюдательных данных. Однако направление поляризации – величина статистическая, поэтому на практике можно оперировать только величинами, усредненными за достаточно большой интервал времени. Учитывая ограниченность объема данных, усреднение производилось также по всем меридиональным углам фонового поля θ_0 , таким образом, средний угол поляризации получен в зависимости от азимутального угла фонового поля φ_0 .

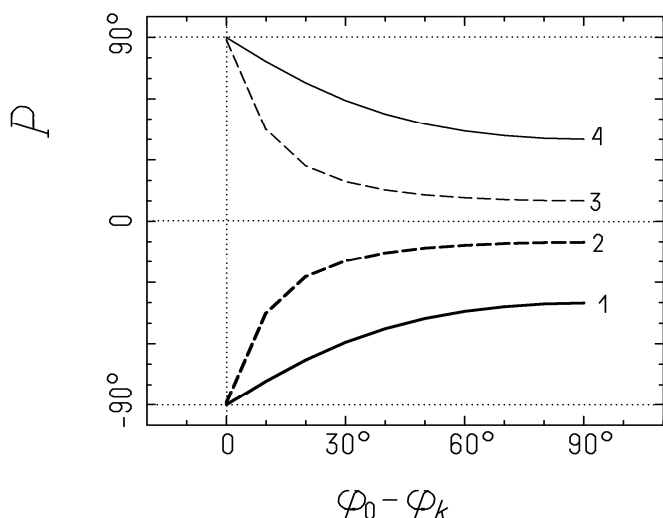


Рис. 2. Теоретические зависимости между углом поляризации альвеновских волн и направлением фонового магнитного поля. Кривые 1–4 соответствуют значениям $\theta_k = -40^\circ, -10^\circ, 10^\circ, \text{ и } 40^\circ$.

Так как в среднем меридиональный угол фонового поля θ_0 близок к нулю, из (1) получается простое приближенное выражение для средних величин:

$$\text{ctg}P \approx \text{ctg}\theta_k \sin(\varphi_0 - \varphi_k). \quad (2)$$

Теоретические зависимости (2) показаны на рис.2. Эмпирические зависимости $P(\varphi_0)$ найдены по данным OMNI-2 для флуктуаций ММП часового диапазона и приведены на рис.3, где показана их эволюция в течение одного солнечного цикла, с временным разрешением в 2 года. Общее подобие эмпирических и теоретических зависимостей $P(\varphi_0)$ указывает на то, что искомый эффект – связь угла поляризации альвеновских волн с направлением фонового магнитного поля – действительно имеет место. Кроме того, сравнение эмпирических кривых для разных фаз цикла с семейством теоретических зависимостей дает следующую информацию относительно направления волнового вектора \mathbf{k} :

На всех фазах цикла азимутальный угол вектора \mathbf{k} близок к нулю, $\varphi_k \approx 0$; в эпохи минимумов солнечной активности (кривые 1 и 6 на рис.3) имеет место значительный наклон вектора \mathbf{k} к плоскости гелиоэкватора, $|\theta_k| \approx 45^\circ$; с другой стороны, во время смены знака полярного магнитного поля Солнца (кривые 3–4 на рис.3) наклон вектора \mathbf{k} к плоскости гелиоэкватора становится малым; угол наклона θ_k имеет разные знаки в положительном и

отрицательных секторах ММП, а в каждом из секторов он изменяет знак в

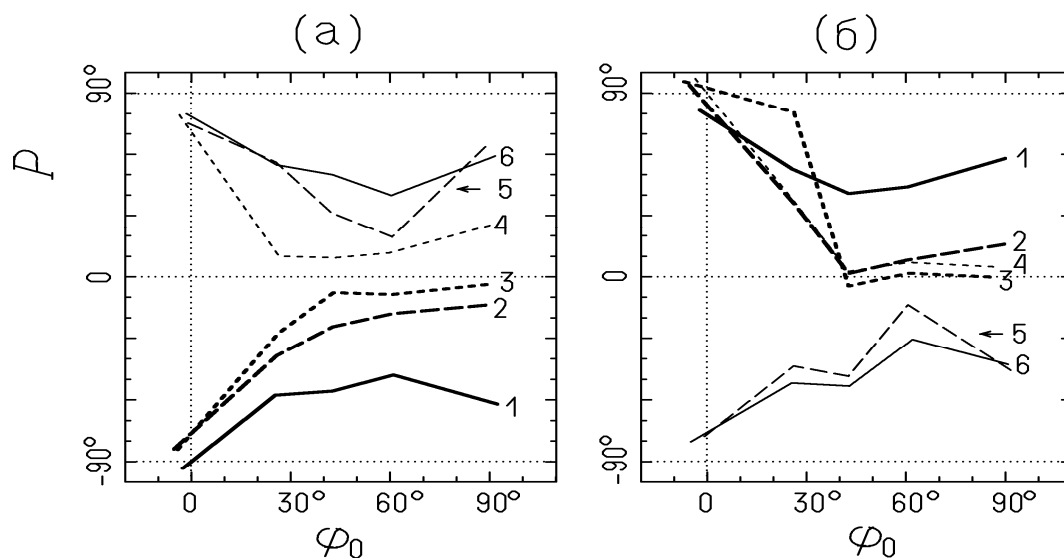


Рис. 3. Эмпирические зависимости между углом поляризации альвеновских волн и направлением фонового магнитного поля, (а) – для отрицательного, (б) – для положительного сектора ММП. Кривые 1–6 соответствуют разным фазам одного солнечного цикла, начиная от минимума активности 1976 г. (1) и кончая минимумом 1986 г. (6).

эпоху смены знака полярного магнитного поля Солнца. Эти выводы относительно поведения k хорошо согласуются с результатами анализа методом минимума дисперсии в [2].

Работа выполнена при поддержке контракта № 10104-37/П-016/041-400/240507-005, а также интеграционного проекта УАФО ДВО РАН и ИСЗФ СО РАН «Изучение солнечной активности и ее проявлений в гелиосфере и на Земле».

Литература

1. Ахиезер А.И. и др. // Электродинамика плазмы. М. Наука, 720 с., 1974.
2. Ерофеев Д.В. 22-летняя и 11-летняя вариации анизотропии колебаний ММП // Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений (Тр. XI Пулковской междунар. конф. по физике Солнца), СПб, ГАО РАН, 2007, с. 165–168.
3. Balcher J.W., Davis L. Large amplitude Alfvén waves in the interplanetary medium // J. Geophys. Res. V. 76. P. 3534–3563. 1971.
4. Bruno R., Carbone V. The solar wind as a turbulence laboratory // Living Reviews in Solar Physics (<http://solarphysics.livingreviews.org/articles/lrsp-2005-4>). 2005.
5. Tu C.-Y., Marsch E. MHD structures, waves, and turbulence in solar wind: observations and theories. // Space Sci. Rev. V. 73. P. 1-210. 1995.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

Зайцев В.В., Круглов А.А.

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород
e-mail: za130@appl.sci-nnov.ru

ELECTRIC CURRENTS IN CORONAL MAGNETIC LOOPS

Zaitsev V.V., Kruglov A.A.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod

Abstract

Generation of electric currents by converging fluxes of photospheric plasma in the knots of few supergranulation cells is considered. Skin scales having an effect on the efficiency of inductive interaction of coronal magnetic loops and determining the propagation velocity of electric current disturbances along loop arcades are found. The results of the diagnostics of electric currents in magnetic loops using SOHO and Yohkoh data are given.

Рассмотрим генерацию электрических токов в изолированных магнитных петлях. Основания изолированных магнитных петель обычно располагаются в узлах нескольких ячеек супергрануляции, где есть сходящиеся потоки плазмы, связанные с фотосферной конвекцией.

Взаимодействие радиальной составляющей скорости конвективного потока плазмы с компонентой магнитного поля B_ϕ приводит к появлению электродвижущей силы [1] $\varepsilon = V_r I l / c^2 r_0$, которая направлена вдоль петли и которая приводит к генерации электрического тока (здесь V_r – радиальная составляющая скорости фотосферной конвекции, I – электрический ток через поперечное сечение петли радиуса r_0 , l – протяженность по высоте области приложения электродвижущей силы). Быстрое размыкание этого тока, например, вследствие желобковой неустойчивости, может приводить к взрывному нагреву плазмы внутри петли и к ускорению частиц. Рассмотрим генерацию электрического тока в магнитной трубке сходящимся потоком фотосферной плазмы в узлах нескольких ячеек супергрануляции. Уравнения, описывающие аксиальную и азимутальную компоненты магнитного поля, которые, в свою очередь, определяют соответствующие компоненты электрического тока в магнитной трубке, имеют вид [2]:

$$\frac{\partial B_z}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_z}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\phi^2)} \quad \frac{1}{r} \frac{\partial(rB_\phi)}{\partial r} = \frac{4\pi\sigma V_r}{c^2} \frac{B_\phi}{1 + \alpha(B_z^2 + B_\phi^2)} \quad (1)$$

$$\alpha = \sigma F^2 [c^2 n m_i v'_{ia} (2 - F)]^{-1} \quad F = \rho_a / \rho$$

Особенностью этих уравнений является то, что в них, наряду с обычной классической проводимостью σ , учитывается проводимость Каулинга, возникающая, если не пренебрегать наличием в горячей короне небольшого количества нейтральных атомов, которое здесь определяется параметром F , равным отношению плотности нейтралов к полной плотности. В короне при учете вклада гелия это отношение порядка 10^{-5} . Однако, не смотря на это, параметр αB^2 оказывается очень большим, в результате чего эффективная проводимость плазмы резко уменьшается по сравнению с классической проводимостью, что оказывает радикальное влияние как на толщину трубки, так и на толщину скин-слоя, определяющего взаимодействие магнитных трубок друг с другом.

В стационарной трубке усиление поля за счет «сгребания» конвективным потоком компенсируется диффузией магнитного поля за счет проводимости. Обе компоненты магнитного поля не являются независимыми. Они связаны друг с другом через проводимость Каулинга. В результате в стационарной трубке устанавливается вполне определенная топология магнитного поля, которая не зависит от начальной формы распределения магнитного поля, а определяется только граничными условиями. В частности, связь между компонентами магнитного поля имеет следующий вид:

$$B_{\phi}(r) = b \frac{r_1}{r} [B_z(r) - B_z(0)] ; b = \frac{B_{\phi}(r_1)}{B_z(r_1) - B_z(0)} ; \quad (2)$$

$$I_z = \int_0^{\infty} j_z 2\pi r dr = \frac{bc r_0}{2} [B_z(\infty) - B_z(0)] .$$

Эта связь позволяет сделать важные выводы о распределении продольного электрического тока в стационарной трубке. А именно, если вертикальная компонента магнитного поля монотонно уменьшается от оси трубки к периферии, то продольный ток не меняет своего направления. Иными словами, в стационарной трубке не возникает экранирующего тока на границе трубки и полный ток, протекающий через поперечное сечение, отличен от нуля и выражается через радиус трубки, скрученность магнитного поля и значение вертикальной компоненты поля на оси и на периферии трубки. Такова ситуация с модельной задачей – с бесконечной магнитной трубкой. Теперь возникает вопрос – как происходит замыкание тока в реальной корональной магнитной петле.

Здесь, в принципе, возможны два основных варианта. В первом случае замыкание происходит за счет протекания поверхностного тока обратного направления. Обратный ток течет внутри скин-слоя. Толщина скин-слоя

$$\delta r \approx \left(\frac{c^2 \tau}{4\pi\sigma} (1 + \alpha B_z^2) \right)^{1/2} \quad (3)$$

зависит от эффективной проводимости и характерного временного масштаба τ рассматриваемого процесса. Если в качестве характерного времени формирования изолированной петли взять величину порядка размера ячейки супергрануляции, деленного на скорость фотосферной конвекции, то получим толщину скин-слоя для квазистационарной петли порядка 5-10 тысяч километров. Такие масштабы, во-первых, доступны экспериментальной проверке и, во-вторых, позволяют близко расположенным магнитным петлям индукционно взаимодействовать друг с другом. Вторая возможность замыкания тока, текущего вдоль петли, – это замыкание через фотосферу, точнее, через слой, где проводимость становится изотропной по мере увеличения плотности. В этом случае ток течет от одного основания петли через корональную часть к другому основанию и затем замыкается через фотосферу. Распределение вертикального электрического тока вблизи оснований корональной магнитной петли было получено в [3] с помощью вектор-магнитографа Marshall Space Flight Center с пространственным разрешением около 2,5 сек. дуги (около 1800 км). Полученное распределение не показывает наличия скин-слоя, и это означает, что ток замыкается не через поверхность трубки, а через фотосферу. Величина тока в данном случае составляла $1,5 \times 10^{11}$ А, величина магнитного поля в основаниях петли около 1000 Гс. При этом толщина скин-слоя составляет около 5 сек. дуги и пространственное разрешение вектор-магнитографа было бы достаточным для обнаружения обратного тока, если бы он присутствовал.

Рассмотрим диагностику электрических токов в теплых корональных магнитных петлях с температурами порядка 1-2 МК, которые в большом количестве наблюдались в ультрафиолетовых линиях с помощью спутников SOHO и TRACE [4]. Аппаратура этих спутников позволяет определять концентрацию плазмы, температуру, а также нижнюю границу магнитного поля и толщину петли. Этим данным оказывается доста-

точно для определения электрического тока, протекающего через поперечное сечение магнитной петли [5]:

$$I_z = \frac{cw}{4} \left\{ 4\pi p + \frac{B^2}{8\pi\alpha p} \left[1 - (1 + 8\pi\alpha p) \exp(-8\pi\alpha p) \right] \right\}^{1/2} \quad \alpha = \frac{2,4 \times 10^{16} T}{n^2} \quad p = 2nk_B T \quad (4)$$

Таблица показывает результаты такой диагностики для 30 корональных магнитных петель, наблюдавшихся [4] в линии 171 А. Здесь приведены толщина петель w , концентрация и температура плазмы, а также магнитное поле. В последнем столбце приведены значения полного тока через поперечное сечение петли. Видно, что ток в случае теплых петель имеет среднюю величину около $2,5 \times 10^9$ А. Для горячих рентгеновских петель с параметрами, приведенными в работах [6], средние токи оказываются значительно большими ($1,5 \times 10^{10}$ А). Это может означать, что электрический ток играет существенную роль в нагреве плазмы в корональных магнитных петлях.

№	w , Мм	n_e , 10^9 см^{-3}	T , МК	B , Гс	I_z , 10^9 А
1	6.8	2.5	1.08	-413	2.89
2	6.1	2.3	1.09	-413	2.49
3	7.4	2.1	1.25	-285	2.88
4	6.9	2.6	1.26	-285	3.00
5	6.3	2.5	1.22	-270	2.64
6	7.0	3.7	0.93	-298	3.29
7	7.1	1.7	1.36	-261	2.57
8	7.1	2.2	1.26	-114	2.76
9	8.1	2.1	1.32	-333	3.26
10	7.9	1.4	1.16	-148	2.37
11	6.8	1.6	1.44	7	2.40
12	7.8	2.0	1.31	-208	2.98
13	6.4	1.8	1.31	-252	2.34
14	6.4	1.7	0.73	-157	1.75
15	6.8	2.0	1.04	-294	2.43
16	6.7	1.4	1.15	-269	2.06
17	7.4	1.7	1.03	-178	2.33
18	5.6	1.1	2.03	-159	1.95
19	7.9	1.3	1.43	-129	2.51
20	7.7	1.8	1.22	-140	2.68
21	7.6	2.1	0.98	-97	2.55
22	7.2	1.0	1.27	-159	1.91
23	8.0	2.3	1.31	54	3.23
24	8.7	1.3	1.41	951	3.42
25	8.1	1.8	0.93	76	2.45
26	5.1	1.4	1.30	60	1.60
27	7.1	1.5	1.26	61	2.27
28	7.5	2.6	1.24	128	3.15
29	6.0	2.4	1.31	128	2.49
30	7.4	1.7	0.84	142	2.11

В качестве примера индукционного взаимодействия корональных магнитных петель рассмотрим волны электрического тока, которые могут распространяться в аркаде магнитных петель. Предположим для простоты, что все петли аркады имеют одинаковые геометрические размеры, их плоскости перпендикулярны оси z и они расположены на расстоянии d друг от друга. Представляя каждую петлю в виде электрического контура с одинаковыми значениями индуктивности L , емкости C , сопротивления R и электродвижущей силы, запишем уравнение для тока $I(z)$ в магнитной петле, центр которой имеет координату z на оси oz [7]:

$$\frac{L}{c^2} \frac{\partial^2 I(z)}{\partial t^2} + (R - \varepsilon) \frac{\partial I(z)}{\partial t} + \frac{1}{C} I(z) = -\frac{M}{c^2} \left[\frac{\partial^2 I(z-d)}{\partial t^2} + \frac{\partial^2 I(z+d)}{\partial t^2} \right] \quad (5)$$

Здесь мы учли индукционное взаимодействие рассматриваемой петли с двумя соседними петлями (M – коэффициент взаимной индукции), расположенными слева и справа, считая взаимодействие с другими петлями достаточно слабым. В формуле (5) ε – отрицательное сопротивление, связанное с наличием эффективной электродвижущей силы в основаниях петли, обусловленной «зацеплением» конвективного потока фото-

сферной плазмы с магнитным полем петли. Представляя правую часть уравнения (5) в виде разложения в ряд Тейлора вблизи координаты z , получим следующее уравнение для $I(z, t)$:

$$\frac{(L + 2M)}{c^2} \frac{\partial^2 I}{\partial t^2} + (R - \varepsilon) \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{C} I + \frac{M}{c^2} \frac{\partial^4 I}{\partial t^2 \partial z^2} d^2 = 0 \quad (6)$$

Отсюда для возмущений типа $I \propto \exp(i\omega t - ikr)$ получим дисперсионное уравнение для волн электрического тока, распространяющихся вдоль аркады корональных магнитных петель:

$$\omega^2 \left(\frac{L + 2M}{c^2} - \frac{M}{c^2} k^2 d^2 \right) - i\omega(R - \varepsilon) - \frac{1}{C} = 0 \quad (7)$$

Реальная и мнимая части частоты при этом соответственно равны

$$\omega_r^2 = \omega_0^2 - \frac{1}{4}(R - \varepsilon)^2 C^2 \omega_0^4, \gamma = \frac{1}{2}(R - \varepsilon) C \omega_0^2, \quad (8)$$

где

$$\omega_0^2 = C^{-1} \left(\frac{L + 2M}{c^2} - \frac{M}{c^2} k^2 d^2 \right)^{-1}. \quad (9)$$

Из формулы (8) следует, что при $R < \varepsilon$ возможно нарастание возмущений тока в системе петель. Если $\gamma^2 \ll \omega_0^2$ и $k^2 d^2 \ll 1$, то возмущения распространяются вдоль аркады с групповой скоростью

$$V_g = \frac{\partial \omega_r}{\partial k} \approx \frac{c}{\sqrt{(L + 2M)C}} \frac{M}{(L + 2M)} k d^2 \quad (10)$$

При разумных значениях параметров [7] $\omega_r \approx 1, d \approx 10^8$ см, $kd \approx 0,1$ и $M \approx L$ формула (10) дает значение групповой скорости $V_g \approx 3 \times 10^6$ см с⁻¹, что близко к наблюдаемым значениям $(3-5) \times 10^6$ см с⁻¹ скорости распространения возмущений вдоль аркад магнитных петель в событиях 25.08.2000, 20.07.2000 и 15.04.2001, наблюдавшихся спутником *TRACE*.

Таким образом, в корональных магнитных петлях, как правило, имеется довольно сильный электрический ток, который генерируется либо в результате взаимодействия конвективных потоков фотосферной плазмы с магнитным полем петли, либо в результате инъекции внутрь петли хромосферной плазмы. Этот ток течет от одного основания петли через корональную часть к другому основанию и замыкается через фотосферу. При этом нет каких-либо экспериментальных свидетельств существования обратного тока по внешней оболочке петли. Электрические токи в горячих рентгеновских петлях оказываются в несколько раз большими по сравнению с токами, текущими в теплых ($T \approx 10^6$ K) магнитных петлях. Существенно, что толщина скин-слоя такова, что дает возможность индукционно взаимодействовать корональным магнитным петлям друг с другом, что может приводить к распространению волн электрического тока вдоль аркады петель.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-02-00119-а.

Литература

1. *Zaitsev V.V. et al.*, *Astron. Astrophys.* **337** 887 (1998).
2. *Зайцев В.В., Ходаченко М.Л.*, *Изв. ВУЗ Радиофизика* **40** 176 (1997).
3. *Haguard M.J.*, *Solar Physics* **115** 107 (1988).
4. *Aschwanden M.J. et al.*, *ApJ* **515** 842 (1999).
5. *Зайцев В.В., Круглов А.А.*, *Астрономич. журн.* **85** 1028 (2008).
6. *Kano R., Tsuneta S.*, *ApJ* **454** 934 (1995).
7. *Khodachenko M.L. et al.*, *Astron. Astrophys.* **433** 691 (2005).

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЗЕБРА-СТРУКТУРЫ В СОЛНЕЧНОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

Злотник Е.Я.

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
e-mail: zlot@appl.sci-nnov.ru*

COMPARATIVE ANALYSIS OF ZEBRA-PATTERN IN SOLAR RADIO EMISSION

Zlotnik E.Ya.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod

Abstract

Strong and weak aspects of different theories of fine structure on solar radio emission dynamic spectra observed as several or numerous quasi- equidistant bands of enhanced and reduced radiation (zebra-pattern) are discussed. Most of works proposing zebra-pattern interpretation is based on plasma mechanism of radio emission generation which consists of exciting plasma (electrostatic) waves and their succeeding transformation into electromagnetic emission. Plasma waves arise due to kinetic or hydrodynamic instability at the upper hybrid frequencies at the levels of double plasma resonance in a distributed source. Some works are devoted to considering whistlers as a main reason for occurring stripes in emission and absorption on dynamic spectra. An alternative theory of zebra-pattern origin suggests the presence of a compact source with trapped plasma waves in the corona. One more interpretation is based on special effects that may occur when radio waves are propagating through some periodical structure in the corona.

All suggested mechanisms are analyzed with relation to their capability to give the best fit for the observed fine structure features in the framework of the source model with reasonable physical parameters.

Зебра-структура представляет собой один из самых интересных видов тонкой структуры спектра солнечного радиоизлучения. Она регистрируется на динамических спектрах в виде нескольких или многочисленных параллельно дрейфующих полос повышенного и пониженного излучения и регистрируется в течение более 40 лет многими солнечными радиоспектрографами в метровом, дециметровом и (недавно) в сантиметровом диапазонах волн. Как правило, зебра-структура появляется на пост-вспышечной стадии развития активности на фоне континуума IV типа. Несмотря на то, что наблюдаемые свойства указанной структуры изучены достаточно хорошо (см., например, [1-5]), и первые интерпретации ее появились в печати много лет назад [6-10], дискуссии по поводу ее происхождения продолжают до настоящего времени. Целью настоящей работы является сравнительный анализ различных теории происхождения зебра-структуры с точки зрения наилучшего объяснения всей совокупности наблюдаемых характеристик полосатых спектров, а также исходя из реализуемости предложенных моделей источников в условиях солнечной короны.

Типичный пример спектра с зебра-структурой приведен на рис. 1 [4-5].

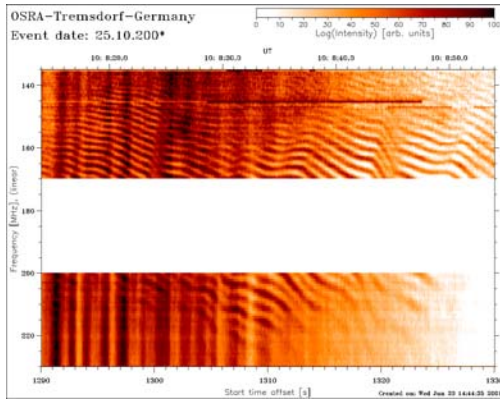


Рис. 1.

не требования к частицам и физическим условиям в источнике излучения.

На первый взгляд, зебра-структура представляет собой излучение на гармониках некоторой фундаментальной частоты, и наиболее вероятным кандидатом на такую частоту является электронная гирочастота $\omega_B = eB/mc$, где e и m - заряд и масса электрона, B - магнитное поле, c - скорость света. На этой идее были основаны первые работы по интерпретации зебра-структуры, которые предложили следующую схему генерации. Электроны, захваченные в магнитную ловушку в активной области и имеющие неравномерное распределение по поперечным относительно магнитного поля скоростям, локализованы в источнике малых размеров, где плазма слабо анизотропна ($\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m} \ll \omega_B$, ω_p - плазменная частота, N - концентрация электронов в равновесной плазме) и магнитное поле однородно. Эти электроны возбуждают продольные электростатические волны на частотах, близких к гармоникам электронной гирочастоты (так называемые моды Бернштейна) и плазменные волны на частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2} \approx \omega_p$. Принимаемое радиоизлучение есть результат нелинейного слияния этих волн с образованием электромагнитного излучения на суммарной частоте

$$\omega = \omega_p + s\omega_B, \quad (1)$$

что и обеспечивает гармоническую структуру спектра. Предложенная идея развивалась в работах [6-16], где были вычислены инкременты неустойчивости мод Бернштейна, а также рассмотрена эффективность процесса нелинейного слияния мод Бернштейна с плазменными волнами. Расчеты показали, что неустойчивость реализуется в узких частотных интервалах и может обеспечить наблюдаемую структуру спектра при разумных значениях параметров. При этом расстояние между полосами зебра-структуры равно гирочастоте, т.е. в рамках предложенного механизма наблюдение зебра-структуры представляет собой непосредственный способ измерений магнитного поля в короне. Для некоторых событий с зебра-структурой описанный метод приводит к достаточно реальным значениям магнитного поля: например, для события 2.03.72 [2] частотное разнесение $\Delta f = 15$ МГц приводит к значению магнитного поля $B \approx 5$ Гс. Однако для многих других событий, в том числе, для спектра, приведенного на рис.1 [4-5], расстояние между полосами определяет нереально слабое магнитное поле $B \approx 1$ Гс. Другим существенным недостатком рассматриваемой схемы является жесткое требование к размеру источника, необходимая однородность магнитного поля и высокая концентрация горячих электронов. Кроме того, число полос зебра-структуры в модели с модами Бернштейна не может быть достаточно большим (не более 10), и полосы должны быть строго эквидистантными, что наблюдается довольно редко.

Альтернативная теория происхождения зебра-структуры основана на эффекте

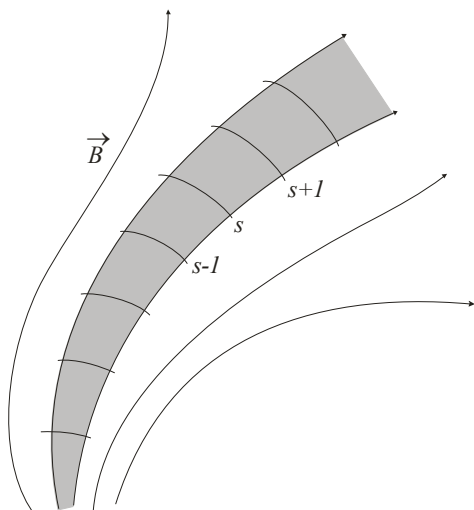


Рис. 2.

двойного плазменного резонанса (ДПР) [17] в магнитной трубке; идея была выдвинута и разработана в работах [18-19] и развита позднее в [20-26]. В рамках этой теории, повышенное излучение плазменных волн происходит в тех областях ловушки, где верхняя гибридная частота $\omega_{uh} \approx \omega_p$ совпадает с гармониками электронной гирочастоты (рис. 2):

$$\omega_{uh} = s\omega_B. \quad (2)$$

При этом различные полосы генерируются в разных областях магнитной трубки, и расстояние между полосами определяется не только гирочастотой, но и градиентами магнитного поля и электронной концентрации:

$$\Delta\omega/\omega_B \approx L_B/|L_N - L_B| \approx L_B/L_N \quad (3)$$

Очевидно, что при более быстром изменении магнитного поля с высотой по сравнению с электронной концентрацией ($L_N \gg L_B$) расстояние между полосами может быть существенно меньше гирочастоты ω_B , что устраняет противоречие с нереально низким магнитным полем в модели, основанной на возбуждении мод Бернштейна. Расчеты показали [5, 8, 18, 21, 25], что инкремент кинетической неустойчивости в условиях ДПР существенно превышает инкремент для мод Бернштейна, и указанный механизм предъявляет довольно мягкие требования к концентрации неравновесных электронов N_e , необходимой для того, чтобы преодолеть затухание из-за соударений в равновесной плазме: $N_e > 3 \cdot 10^{-6} N$. Поскольку уровни ДПР наверняка существуют в корональной петле, а неустойчивость возбуждается довольно малым количеством неравновесных электронов, предложенная схема совершенно естественным образом объясняет наличие в спектрах многочисленных полос повышенного излучения. При этом расстояние между полосами, их частотный дрейф и величина магнитного поля хорошо согласуются с данными различных наблюдений. Кроме того, здесь отсутствует ограничение на размер источника, а, следовательно, на число неравновесных электронов, необходимое для обеспечения наблюдаемой интенсивности излучения полос. Магнитное поле в источнике может быть существенно неоднородным.

К числу недостатков механизма ДПР обычно относят невозможность объяснить синхронное изменение частот различных полос, поскольку они генерируются в пространственно разнесенных областях. Однако тщательный анализ динамических спектров с зebra-структурой показывает, что изменения происходят обычно не одновременно, а с некоторым запаздыванием (см. рис. 1). Это означает, что в корональной петле, которая ведет себя, как единое целое, происходят коллективные процессы, и частотное запаздывание определяется скоростью распространения сигнала вдоль трубки.

Еще одно слабое место теории, основанной на эффекте ДПР, обсуждаемое в литературе, состоит в том, что полосы зebra-структуры перекрываются в случае, если функция распределения электронов по поперечным относительно магнитного поля скоростям имеет вид не «ринга», как это было принято в работах [5, 8, 9, 18], а более реальную форму конуса потерь. Численные расчеты, выполненные в [22-24] для конусной функции показали, что полосы зebra-структуры перекрываются, и нужно предъявить довольно жесткие требования к энергии и конкретному виду распределения электронов на конусе потерь, чтобы получить в результирующем спектре разрешенные полосы. Однако указанные численные расчеты были проведены с некорректным учетом дисперсионных свойств плазменных волн на частотах ДПР (см. подробнее [25]). Пра-

вильные расчеты показывают, что приведенные ограничения на функцию с конусом потерь несущественны, и разрешенные полосы реализуются для широкого класса функций распределений захваченных электронов.

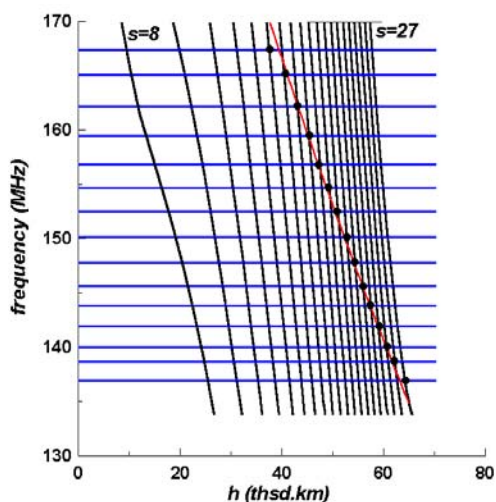


Рис. 3.

удивительной точностью совпало с барометрическим законом, т.е. с наиболее вероятной зависимостью электронной концентрации от высоты в магнитной петле, причем полученная температура $T = 1.2 \cdot 10^6$ K вполне соответствует реальности. Этот пример убедительно показывает, что в данном случае зebra-структура была обусловлена неустойчивостью на уровнях ДПР в магнитной ловушке.

Рассмотрим теперь работы, предлагающие объяснение зebra-структуры другими механизмами и моделями источников.

Один из таких механизмов [26] использует аналогию зebra-структуры с некоторыми спектральными чертами излучений, наблюдаемых в магнитосфере Земли. Он основан на эффекте захвата плазменных волн локальными уплотнениями плазмы; при этом ограниченный объем источника обеспечивает дискретный спектр. Предполагается, что плазменные волны возбуждены в источнике малых размеров в условиях ДПР на второй гармонике гирочастоты. На первый взгляд, этот механизм просто и естественно объясняет основные особенности зebra-структуры – спектр с дискретными полосами и синхронизм изменения частоты различных полос (поскольку все полосы генерируются в одном источнике). Однако попытка осуществить этот механизм в условиях солнечной короны сталкивается с непреодолимыми трудностями. Во-первых, размер ловушки должен, по оценкам авторов [26], составлять $L \sim 1-10$ м, что совершенно нереально в короне с длиной свободного пробега электрона в сотни километров. Во-вторых, для обеспечения наблюдаемого широкого интервала частот, в котором существует зebra-структура (например, в событии на рис. 1 в интервале 140-240 МГц), необходимо, чтобы флуктуации концентрации составляли 200% [27]. Далее, число полос, определяемое предлагаемым механизмом, зависит от флуктуаций плотности, и при разумных значениях не может быть достаточно большим. Наконец, для обеспечения наблюдаемой интенсивности излучения в зebra-полосах необходимо иметь 10^8 идентичных ловушек, расположенных на одной и той же высоте и работающих когерентно. Очевидно, что данный механизм не может быть реализован в солнечной короне.

Еще один механизм, рассматриваемый в литературе в течение многих лет, связан с возбуждением низкочастотных волн – вистлеров в солнечной короне (см. обзор [28] и ссылки там). Привлекательность вистлеров для объяснения зebra-структуры состоит в

том, что частота их $\omega < 0.5 \omega_B$ легко может быть согласована с расстоянием между полосами в наблюдаемой зебра-структуре. Предполагается, что вистлеры возбуждаются неравновесными электронами, но они не могут выйти за пределы короны, и принимаемое радиоизлучение есть результат нелинейного слияния вистлеров с высокочастотными плазменными волнами: $l + w \rightarrow t$, $\omega = \omega_p + \omega_w$. Однако при взаимодействии таких волн яркостная температура результирующего излучения определяется известным соотношением Мэнли-Роу, и при $\omega_w \ll \omega_p$ практически совпадает с яркостной температурой высокочастотной плазменной волны. Поэтому основная проблема состоит в генерации плазменных волн высокой интенсивности; эта проблема в указанных работах не решается. Кроме того, если предположить, что высокочастотный континуум существует, и возбужденный вистлер при взаимодействии с плазменной волной приводит к возникновению полосы повышенного излучения и поглощения, то это может объяснить появление только одного волокна, но никак не объясняет гармоническую структуру спектра. В [28] предполагается, что квазилинейный и нелинейный (периодический во времени) режимы возбуждения вистлеров в ловушке и особенности их распространения вдоль дактов приводят к расслоению ловушки на зоны повышенной энергии вистлеров и зоны их поглощения. Но это утверждение можно сделать только на основании решения сложной нелинейной задачи о возбуждении и распространении вистлеров в неоднородном источнике и согласования параметров. Такая задача не поставлена и не решена, поэтому основополагающую роль вистлеров в происхождении зебра-структуры нельзя считать доказанной. При этом не исключено, что вистлеры выступают в качестве низкочастотной компоненты при взаимодействии с плазменными волнами, возбужденными в областях ДПР.

Упомянем еще работы, объясняющие происхождение зебра-структуры эффектами распространения электромагнитных волн: предполагается, что сплошной спектр трансформируется в полосатый, если волна проходит через периодическую структуру. В качестве таких эффектов рассматриваются, например, интерференция между прямым и отраженным лучом [29], распространение волны вдоль периодической структуры, созданной тепловой неустойчивостью [30] или аналогия с дифракцией рентгеновских лучей на кристаллической решетке [31]. Основной недостаток таких моделей состоит в том, что частоты максимумов и минимумов излучения различны для различных углов падения на периодическую структуру, поэтому в результирующем спектре полосы будут размыты до континуума. Кроме того, существование периодической структуры с периодом порядка 3-30 м (который диктуется необходимостью согласования с наблюдаемыми характеристиками зебра-структуры) в течение длительного времени вряд ли осуществимо в солнечной короне.

В заключение сформулируем основные выводы проведенного анализа.

-- Теория зебра структуры, основанная на *эффекте ДПР*, в настоящее время разработана лучше других теорий и объясняет подавляющее большинство зарегистрированных событий с тонкой структурой спектра типа зебра. В рамках этой теории объясняется основное свойство спектра – гармоническая структура и ее детали (расстояние между полосами, большое количество полос, частотный дрейф и др.). Хорошее согласие с наблюдаемыми характеристиками достигается при разумных параметрах излучающих электронов и корональной плазмы. Для дальнейшего развития теории необходимо исследовать нелинейную стадию неустойчивости, включая установившийся уровень плазменных волн; разработать механизм нелинейной трансформации плазменных волн в электромагнитные и решить проблему выхода излучения из короны (с сохранением вида спектра); изучить и объяснить поляризацию зебра-полос; рассмотреть тонкую временную структуру зебра-полос.

-- Теория, основанная на возбуждении *мод Бернштейна* в источнике малых размеров, может быть применима к событиям с небольшим количеством эквидистантных полос, но она предъявляет жесткие требования к параметрам неравновесных электронов (высокая концентрация) и корональной плазмы (однородное магнитное поле).

-- Теория, основанная на *плазменных волнах, захваченных* локальными уплотнениями плазмы, может объяснить гармоническую структуру спектра, но требуемые для этого параметры неравновесных электронов и основной плазмы абсолютно неприемлемы.

-- Теории, основанные на *эффектах распространения волн*, требуют специфических источников неизвестного происхождения (мощный точечный источник, периодическая структура) и сталкиваются с непреодолимыми трудностями при объяснении разрешенных зебра-полос; они не могут считаться разработанными теориями.

Работа поддержана грантом РФФИ № 07-02-00157-а.

Литература

1. *Elgaroy O.* // *Astrophys.Norvegica*, 1961. V.7, P.23.
2. *Slottje C.* // *Solar Phys.* 1972. V.25, P.210.
3. *Chernov G. et al.* // *ESA SP-448*, 1999. P.765.
4. *Aurass H. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2003. V.410, P.1001.
5. *Zlotnik E.Ya. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2003. V.410, P.1011.
6. *Rosenberg H.* // *Solar Phys.* 1972. V.25, P.188.
7. *Chiuderi C. et al.* // *Solar Phys.* 1973. V.33, P.225.
8. *Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya.* // *Solar Phys.* 1975. V.43, P.431.
9. *Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya.* // *Solar Phys.* 1975. V.44, P.447.
10. *Федоренко В.Н.* // *Астрон.ж.* 1975. Т.52, С.978.
11. *Злотник Е.Я.* // *Изв. высш. уч. зав. – Радиофизика.* 1976. Т.19, С.481.
12. *Mollwo L., Sauer K.* // *Solar Phys.* 1977. V.51, P.435.
13. *Willes A.J., Robinson P.A.* // *Astrophys.J.* 1996. V.467, P.465.
14. *Willes A.J.* // *Solar Phys.* 1999. V.186, P.319.
15. *Altyntsev et al.* // *Astron. and Astrophys.* 2005. V.431, P.1037.
16. *Kuznetsov A.A.* // *Astron. and Astrophys.* 2005. V.438, P.341.
17. *Pearlstein L.D. et al.* // *Phys.Fluids* 1966. V.9, P.953.
18. *Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya.* // *Solar Phys.* 1975. V.44, P.461.
19. *Kuijpers J.* // *Astron. Astrophys.* 1975. V.40, P.405.
20. *Berney M., Benz A.O.* // *Astron. Astrophys.* 1978. V.65, P.369.
21. *Kuijpers J.* // in *Radio Physics of the Sun*, IAU Symp.86. 1980. P.341.
22. *Winglee R.M., Dulk G.* // *Astrophys. J.* 1986. V. 307. P. 808.
23. *Yasnov L., Karlicky M.* // *Solar Phys.* 2004. V. 219. P. 289.
24. *Kuznetsov A., Tsap Yu.* // *Solar Phys.* 2007. V. 241. P.127.
25. *Злотник Е.Я., Шер Э.М.* // *Известия ВУЗов-Радиофизика* 2009 (в печати).
26. *LaBelle J. et al.* // *Astrophys.J.* 2003. V.593, P.1195.
27. *Chen B., Yan Y.* // *Solar Phys.* 2007. V.246, P.431.
28. *Chernov G.* // *Space Sci.Rev.* 2006. V.127, P.195.
29. *Ledenev V.G. et al.* // *Solar Phys.* 2006. V.233, P.129.
30. *Лантухов А.И., Чернов Г.П.* // *Физика плазмы* 2006. Т.32, С.939.
31. *Barta M., Karlicky M.* // *Astron. Astrophys.* 2006. V.450, P.359.

ЗЕБРА-СТРУКТУРА В БЫСТРОДРЕЙФУЮЩИХ СОЛНЕЧНЫХ РАДИОВСПЛЕСКАХ

Злотник Е.Я.¹, Зайцев В.В.¹, Аурасс Г.²

¹*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия,
e-mail: zlot@appl.sci-nnov.ru*

²*Астрофизический институт Потсдама, Германия*

ZEBRA PATTERN IN FAST DRIFTING SOLAR RADIO BURSTS

Zlotnik E.Ya.¹, Zaitsev V.V.¹, Aurass H.²

¹*Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Astrophysikalisches Institut Potsdam, Germany*

Abstract

A new type of fine structure on the dynamic spectrum of the solar radio emission, namely, the zebra pattern in fast drifting envelopes, is discussed. The structure was recorded by the radio spectrograph of the Astrophysical Institute Potsdam against the background of type IV continuum. A possible mechanism of the origin of such a zebra pattern is put forward. This mechanism is based on the fact that during the passage of a fast electron beam through the corona the loss cone instability (which is caused by electrons captured in the trap and is responsible for the continuum generation) is quenched due to filling the loss cone by transit electrons. As a result a fast drifting burst appears in absorption, and the zebra pattern becomes visible against such a background. This zebra pattern is generated by a group of electrons with a non-equilibrium distribution over transverse velocities. In the absence of the beam this pattern is invisible against the background of the stronger continuum.

Зебра структура представляет собой один из самых интересных видов тонкой структуры на динамическом спектре спорадического радиоизлучения Солнца. Обычно она регистрируется в метровом и дециметровом диапазонах волн в виде системы квази-эквидистантных, параллельно дрейфующих полос повышенного и пониженного излучения на фоне широкополосного континуума IV типа. Наличие узкополосных деталей и высокая яркостная температура свидетельствуют о том, что причиной возникновения указанной тонкой структуры является когерентный механизм, вероятнее всего, плазменная неустойчивость. Довольно продолжительное время жизни зебра-структуры (от десятков секунд до часов) является указанием на то, что неустойчивость обусловлена не пролетными частицами, быстро покидающими область генерации, а электронами, неравновесными по поперечным относительно магнитного поля скоростям, захваченными в магнитную ловушку в активной области на Солнце. Наиболее успешной из всех предложенных теорий происхождения зебра-структуры является неустойчивость на плазменных волнах в областях двойного плазменного резонанса в неоднородном источнике (см., например, [1-6] и ссылки там).

Настоящая работа посвящена новому типу зебра-структуры, до сих пор не описанному в литературе, а именно, зебра-структуре, появляющейся в узкополосных быстро дрейфующих оболочках, напоминающих по форме всплески III типа [7-8]. На рис.1

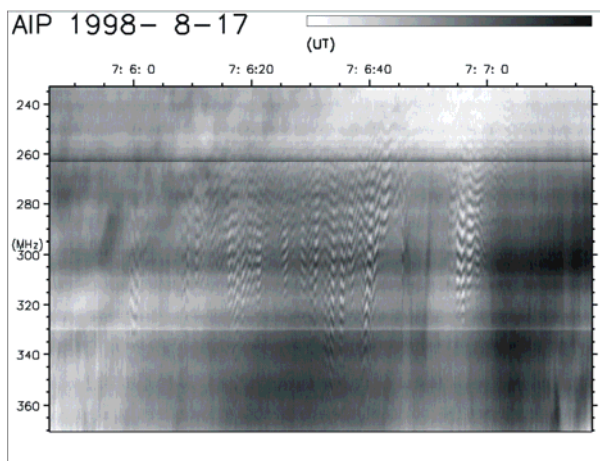


Рис.1.

приведен динамический спектр радиоизлучения, содержащий зебра-структуру в быстродрейфующей оболочке, который был зарегистрирован 17-08-1998 спектрографом Астрономического института Потсдама. Отличительной чертой данной разновидности зебра-структуры является то, что она существует в течение коротких промежутков времени (характерное время жизни на фиксированной частоте составляет 1-2 с) и появляется в широкополосных оболочках, которые обнаруживают отрицательный частотный дрейф. В этом смысле оболочки сильно напоминают по форме быстро дрейфующие всплески III типа, которые генерируются потоками субрелятивистских электронов, движущимися из области вспышки в низких слоях короны в ее верхние слои, в сторону убывающей электронной концентрации. Зебра-структура в рассматриваемом событии отсутствует на фоне континуума и "проявляется" только внутри таких быстро дрейфующих оболочек. При этом отчетливо видно, что внутри оболочки чередуются области повышенного и пониженного по отношению к фону излучения.

Идентичность всплесков III типа и оболочек, в которых появляется зебра-структура, указывает на то, что, вероятнее всего, быстро дрейфующая оболочка обязана своим происхождением распространению электронного потока в солнечной короне. При этом сам всплеск III типа, т.е. интенсивное кратковременное повышение яркости, быстро смещающееся по диапазону от высоких частот к низким, не регистрируется на динамическом спектре, но некий быстро движущийся агент (вероятнее всего, поток электронов) стимулирует появление зебра-структуры, в то время как в отсутствие потока существует только бесструктурный широкополосный континуум.

Отметим, что основная трудность интерпретации зебра-структуры в быстродрейфующей оболочке состоит в том, что она существует только во время прохождения потока быстрых электронов через корону, в то время как неравновесность электронов по продольным относительно магнитного поля скоростям не способствует эффективному проявлению эффекта двойного плазменного резонанса, ответственного за генерацию разрешенных гармонических полос повышенного радиоизлучения. Кроме того, прохождение потока электронов через корону должно вызвать быстродрейфующий всплеск III типа, излучение которого не наблюдается в рассмотренном событии 17.08.1998.

Предлагаемая интерпретация описанного явления состоит в следующем [8].

Функцию распределения электронов по поперечным и продольным относительно магнитного поля скоростям до прохождения потока запишем в виде следующей суммы (рис.2):

$$f = f_0 + f_1 + f_2 \quad (1)$$

Здесь f_0 описывает равновесную компоненту с электронной концентрацией N_0 и тепловой скоростью v_T (не показана на рис.2). Функция f_1 представляет собой распределение с конусом потерь с концентрацией N_1 и характерной скоростью v_1 , которая ответственна за генерацию континуума. Функция f_2 относится к неравновесной компоненте с распределением типа DGH с концентрацией N_2 и характерной скоростью v_2 . Свойства этой компоненты позволяют генерировать зебра-структуру.

Предположим, что конусная компонента f_1 является более холодной и плотной, чем составляющая f_2 , т.е. выполнены неравенства: $N_1 > N_2$, $v_1 < v_2$. Тогда зebra-структура может быть подавлена более интенсивным континуумом и отсутствовать на динамическом спектре. Когда появляется электронный поток, он не влияет на распределение f_2 , но заполняет конус потерь, трансформируя функцию f_1 в квазиравновесное распределение \tilde{f}_1 . Конусная неустойчивость, ответственная за излучение континуума при этом срывается, и в результате на частотах, соответствующих плазменным частотам на пути прохождения электронного потока, появляется всплеск в поглощении. О регистрации таких всплесков неоднократно сообщалось в литературе [9-10]. Поскольку континуум, подавляющий зebra-структуру перед прохождением потока, теперь отсутствует, квазигармоническая структура может оказаться видимой на фоне быстродрейфующего всплеска в поглощении.

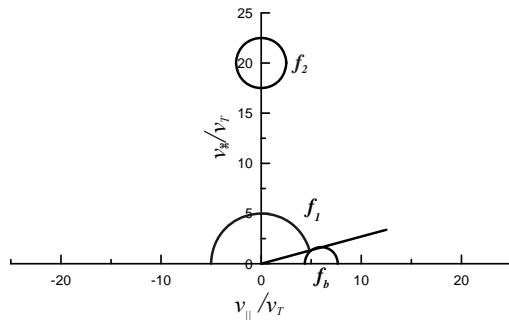


Рис.2.

Однако новая квазиравновесная компонента \tilde{f}_1 имеет более высокую температуру, чем основная плазма, и более высокую плотность, чем DGH компонента f_2 . Следовательно, она может быть причиной более сильного циклотронного затухания плазменных волн, возникающих на уровнях двойного плазменного резонанса, т.е. на частотах, близких к гармоникам электронной гирочастоты $s \omega_B$. Зebra-структура будет видимой только в том случае, если инкремент неустойчивости на двойном плазменном резонансе, пропорциональный N_2 , превышает декремент циклотронного затухания, пропорциональный N_1 , на гармониках с одинаковыми номерами. Напомним, что для отсутствия зebra-структуры до прохождения потока необходимо соблюдение неравенства $N_1 > N_2$.

Как показали расчеты, проведенные в [8], декремент циклотронного поглощения плазменных волн (возбужденных электронами с распределением f_2 за счет эффекта двойного плазменного резонанса) квазиравновесной компонентой f_1 на гармониках с достаточно высокими номерами s , определяется соотношением:

$$\gamma_1 \approx \omega_B \frac{N_1}{N_0} \Gamma, \quad (2)$$

где

$$\Gamma \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{s}{12} \frac{v_2^2}{v_T^2} g^3 I_s \left(\frac{2s^2}{g^2} \right) \exp \left(-\frac{2s^2}{g^2} \right) \exp \left(-\frac{g^2}{2} \right); \quad g = \frac{v_2}{v_1}, \quad (3)$$

I_s - функция Бесселя мнимого аргумента порядка s .

Максимальный инкремент кинетической неустойчивости на двойном плазменном резонансе (при выполнении определенных условий; см.[2,3,6,8]) составляет:

$$\gamma_2 \approx \omega_B \frac{N_2}{N_0}. \quad (4)$$

Если мы сравним приведенные инкремент (4) и декремент (2), то получим, что превышение первого над вторым, необходимое для проявления зebra-структуры на фоне поглощения, достигается при

$$\frac{N_2}{N_1} > \Gamma. \quad (5)$$

Как уже указывалось, необходимым условием работы предложенной схемы является разница скоростей электронов двух компонент неравновесных электронов: $v_2 > v_1$. При этом обе скорости должны заметно превышать тепловую скорость электронов основной плазмы v_T ; в противном случае возбужденные волны будут испытывать сильное циклотронное затухание в плотной равновесной плазме. Как показано в [2-3], наилучшие условия для действия эффекта двойного плазменного резонанса и генерации зebra-структуры создаются в том случае, если $v_2 \sim (20 \div 30)v_T$. Если скорость заметно ниже указанной, то не наступает эффект двойного резонанса. Более высокие скорости мы не рассматриваем, так как для них нарушается нерелятивистское приближение, в котором проведены расчеты соотношений (2-5). Отсюда следует, что отношение v_2/v_1 , очевидно, может меняться в пределах $3 < v_2/v_1 < 6$. При этом величина Γ (3) меняется от 1 до 10^{-8} , соответственно [8]. Таким образом, при достаточно большой разнице между скоростями конусной и DGH компонент величина Γ достаточно мала. При $v_2 \sim (4 \div 6)v_1$ условие (5) налагает незначительное ограничение на отношение плотностей двух неравновесных компонент:

$$\frac{N_2}{N_1} > 10^{-7} \div 10^{-2}, \quad (6)$$

которое не нарушает первоначальное ограничение $N_2 < N_1$.

Таким образом, мы нашли возможные интервалы изменения параметров захваченных электронов, при которых предложенная схема генерации зebra-структуры в быстродрейфующей оболочке может быть реализована в условиях магнитной корональной ловушки. Если параметры электронов не удовлетворяют необходимым условиям, то зebra-структура в быстродрейфующей оболочке при отсутствии всплеска III типа в излучении вряд ли может появиться на динамическом спектре.

Обсуждаемая тонкая структура динамического спектра и ее объяснение подчеркивают сложность плазменных процессов, происходящих в солнечной короне. Прежде всего, они доказывают возможность одновременного существования во вспышечной плазме нескольких ансамблей неравновесных электронов с разными распределениями по скоростям и отличающимися параметрами. Выше сформулированы специфические требования к параметрам электронов и физическим условиям в области генерации, выполнение которых обеспечивает появление на спектре зebra-структуры в быстродрейфующей оболочке (подробнее см.[8]). Если хотя бы одно из таких требований не выполняется, то вряд ли можно ожидать появления указанной структуры спектра. Возможно, по этой причине она не так часто встречается на динамических спектрах.

Литература

1. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космич. плазме. М.: Наука, 1977.
2. Zheleznyakov, V.V. and Zlotnik, E.Ya. 1975. Solar Phys. V. 43, P.431.
3. Zheleznyakov, V.V. and Zlotnik, E.Ya. 1975. Solar Phys. V.44, P.461.
4. Winglee R.M., Dulk G. 1986. Astrophys. J. V. 307. P. 808.
5. Kuznetsov A., Tsap Yu. 2007. Solar Phys. V. 241. P.127.
6. Zlotnik, E.Ya. et al. 2003. Astron. Astrophys. 410, 1011.
7. Zlotnik, E.Ya., Zaitsev, V.V., Aurass, H. 2008. IJGA, in press.
8. Zlotnik, E.Ya., Zaitsev, V.V., Aurass, H., Mann G. 2009. Solar Physics, in press.
9. Zaitsev, V. V. and Stepanov, A.V. 1975. Astron. Astrophys. V. 45, P. 135.
10. Kuijpers, J.: 1975. Astron. Astrophys. V. 40, P. 405.

К ТЕОРИИ ЭФФЕКТА ДВОЙНОГО ПЛАЗМЕННОГО РЕЗОНАНСА В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Злотник Е.Я., Шер Э.М.

*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород
e-mail: zlot@appl.sci-nnov.ru*

TOWARD A THEORY OF THE DOUBLE PLASMA RESONANCE EFFECT IN THE SOLAR CORONA

Zlotnik E.Ya., Sher E.M.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod

Abstract

Some peculiarities of the double plasma resonance effect in the solar corona are discussed. The effect is widely used for interpretation the zebra pattern in solar radio emission. It is shown that the increment increase is due both to dispersion properties of plasma waves which are determined by equilibrium coronal plasma, and electrons which are non-equilibrium relative to the transverse to magnetic field velocities. Special attention is given to an incorrect consideration of the double plasma resonance effect in some works.

Интерпретация зебра-структуры, т.е. тонкой структуры спектра солнечного радиоизлучения, регистрируемой в виде полос повышенной и пониженной по отношению к фону яркости основе эффекта двойного плазменного резонанса (ДПР) обсуждалась во многих работах (см., например, [1]). Однако в некоторых из них были допущены неточности в использовании определенных приближений, которые привели к неправильным выводам о том, что разрешенные полосы повышенного излучения могут генерироваться только электронами с узко специфическими распределениями по скоростям. Такое заключение сделано на основании некорректного рассмотрения дисперсионных свойств плазменных волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю. Анализу таких ошибок, а также возможностей более широкого применения эффекта ДПР для интерпретации зебра-структуры, посвящена настоящая работа.

Как известно, инкремент кинетической неустойчивости плазменных волн в равновесной плазме с небольшой добавкой неравновесных частиц, когда дисперсионные свойства определяются равновесной компонентой, имеет вид:

$$\gamma = - \frac{\text{Im} \varepsilon_{\parallel}^{(1)}}{\partial(\text{Re} \varepsilon_{\parallel}^{(0)})/\partial\omega} \Big|_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}=0}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_{\parallel}^{(0)}$ и $\varepsilon_{\parallel}^{(1)}$ - продольные диэлектрические проницаемости для равновесной и неравновесной компонент, соответственно. Эффект ДПР обусловлен увеличением инкремента и за счет числителя, и за счет знаменателя в (1).

Дисперсионные кривые для плазменных волн, распространяющихся перпендикулярно магнитному полю, изображены на рис.1 в интервале частот $12 < \omega/\omega_B < 17$ при

частоте верхнего гибридного резонанса $\omega_{UH} = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_B^2} = 14.01 \omega_B$ (здесь

$\omega_p = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ - плазменная частота, $\omega_B = eB/mc$ - электронная гирочастота, N -

концентрация электронов в плазме, B - магнитное поле, e и m - заряд и масса электрона, c - скорость света). Пунктирные прямые на Рис.1 - границы неустойчивости при двух значениях отношения скорости неравновесных и тепловых электронов v_e/v_T , указанных цифрами. Пунктирная кривая – приближенная дисперсионная зависимость

$$\omega^2 = \omega_{UH}^2 + 3\lambda\omega_B^2, \quad (2)$$

справедливая при $\lambda < 1$, где $\lambda = k_{\perp}^2 v_T^2 / \omega_B^2$.

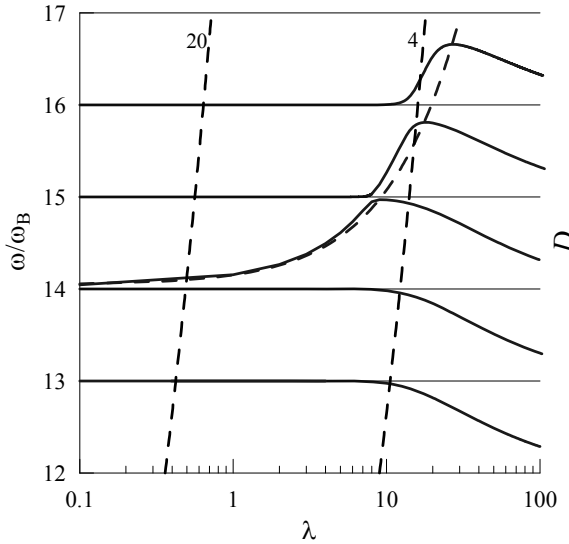


Рис. 1.

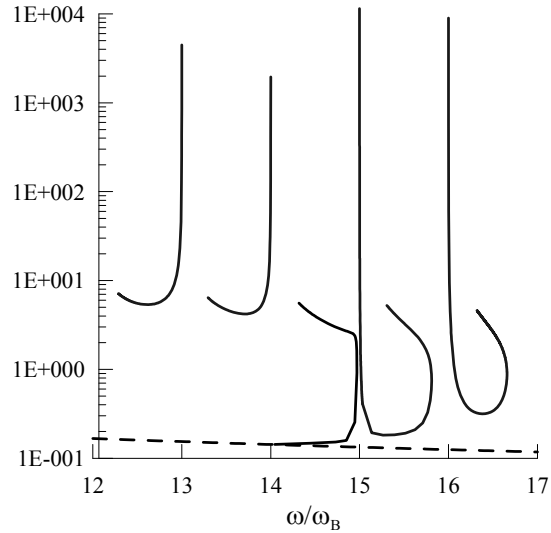


Рис. 2.

Зависимость величины $D = \omega_B \partial \varepsilon_{\parallel}^{(0)} / \partial \omega \Big|_{\varepsilon_{\parallel}^{(0)}=0}$, определяющей знаменатель инкремента

(1) от ω , изображена на Рис.2. Пунктирная линия здесь – это зависимость $D = 2\omega_B / \omega$ для приближенного закона дисперсии (2). Из приведенных графиков легко видеть, что величина D в гибридной полосе принимает значения, существенно меньшие, чем в других частотных интервалах. Именно в этом состоит роль равновесной компоненты в эффекте ДПР. В свою очередь числитель инкремента, обусловленный вкладом электронов, неравновесных по поперечным относительно магнитного поля скоростям, имеет максимум на нижней границы гибридной полосы, что приводит к появлению узких полос в спектре плазменных волн на частотах, отвечающих выполнению равенства $\omega_{UH} = s\omega_B$ (s – номер гармоники).

В работах [2-4] при численных расчетах вместо правильной дисперсионной зависимости, изображенной на рис.1-2 сплошными линиями, были использованы приближенные соотношения, соответствующие пунктирным кривым. Очевидно, что такое приближение справедливо только в гибридной полосе и при $\lambda < 1$. Расширение таких зависимостей на прилежащие гармоники приводит к неправильным результатам, и выводы о вкладе нескольких гармоник в излучение на заданной частоте (и, соответственно, существенном уширении частотных интервалов повышенной генерации на ДПР), нуждаются в пересмотре. Более подробное изложение см. в работе [5].

Литература

1. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.
2. Winglee R.M., Dulk G. // Astrophys. J. 1986. V. 307. P. 808.
3. Yasnov L., Karlicky M. // Solar Phys. 2004. V. 219. P. 289.
4. Kuznetsov A., Tsap Yu. // Solar Phys. 2007. V. 241. P.127.
5. Злотник Е.Я., Шер Э.М. // Известия ВУЗов-Радиофизика 2009 (в печати).

РЕКОНСТРУКЦИЯ «ДИАГРАММЫ БАБОЧЕК» МАУНДЕРА ЗА XVIII-XIX ВЕКА

Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

RECONSTRUCTION OF THE MAUNDER “BUTTERFLY DIAGRAM” FOR THE 18th AND 19th CENTURIES

Ivanov V.G., Miletsky E.V., Nagovitsyn Yu.A.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Relations between the level of solar activity and the latitude distribution of sunspot groups are studied. It is demonstrated that such parameters of the distribution as the mean latitude of sunspots and a typical width of the sunspot generating zone can be reconstructed by information about the level of activity. On the base of Group Sunspot Number index obtained by Hoyt and Shatten a reconstruction of the time-latitude distribution of sunspots (“the Maunder diagram”) for the 18th and the first half of the 19th centuries is made.

Ещё в 60-х годах XIX века Кэррингтон и Шпёрер впервые обратили внимание на зависимость средней широты солнечных пятен от фазы 11-летнего цикла. Затем, в начале XX века, Маундер [1] построил графическое выражение этой зависимости – широтно-временную «диаграмму бабочек», носящую ныне его имя. В настоящее время данные прямых наблюдений позволяют построить «диаграмму бабочек» за более чем 12 циклов активности. Представляет интерес задача реконструировать зависимость широтного распределения пятен от времени в более ранние эпохи.

До середины XIX века данные по широтам групп солнечных пятен непосредственно могут быть извлечены только из несистематических зарисовок Солнца (см., например, [2, 3]). Но, как показано ниже, характеристики широтного распределения пятен связаны с общим уровнем солнечной активности, что позволяет провести реконструкцию «диаграммы бабочек» на основании известных солнечных индексов.

Для построения реконструкции мы будем опираться на данные Гринвичского каталога и его продолжения NOAA/USAF за 1874–2007 годы [4]. Прежде всего, мы должны параметризовать широтное распределение пятен некоторыми скалярными параметрами, которые в дальнейшем будем реконструировать. В качестве таких параметров мы выбираем среднегодовую широту пятен φ_0 , а также верхнюю и нижнюю полуширины широтного распределения пятен $\Delta\varphi_{\max}$ и $\Delta\varphi_{\min}$. Последние определяются следующим образом (рис. 1): а) на «диаграмме бабочек» мы проводим изолинии равной плотности; б) мы выбираем граничные изолинии, удовлетворительно описывающие форму «крыльев бабочки» (в нашем случае выбраны

линии плотности 0.03 группы/градус/день); в) мы определяем φ_{\max} и φ_{\min} для северного и южного полушарий как среднегодовые широты соответствующих изолиний, а полуширины – как $\Delta\varphi_{\max} = \varphi_{\max} - \varphi_0$ и $\Delta\varphi_{\min} = \varphi_0 - \varphi_{\min}$; г) пренебрегая широтной асимметрией, мы переходим к средним полуширинам, определённым как полусуммы полушарных значений.

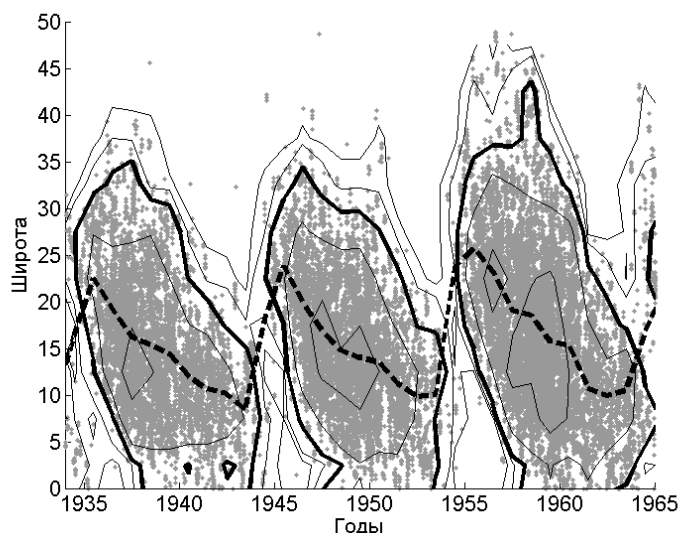


Рис. 1. Фрагмент диаграммы бабочек. Сплошные кривые – изолинии равной плотности (выделенная изолиния соответствует уровню 0.03 группы/градус/день), пунктир — средняя широта пятен.

Т. о., мы получили три описывающих форму «крыльев бабочки» годовых индекса (рис. 2) и будем искать их связь с уровнем солнечной активности. Нам удобно характеризовать последнюю с помощью усреднённого за год ежедневного числа групп пятен G (этот индекс совпадает с обычным индексом GSN с точностью до нормировки: $GSN = c \cdot G$, $c \approx 11.8$).

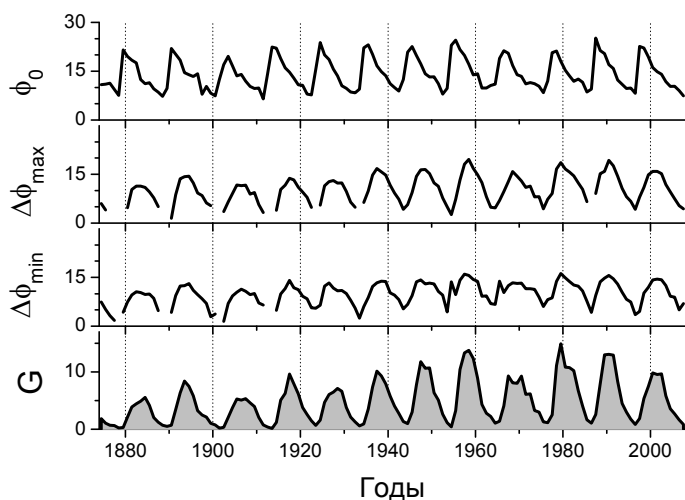


Рис. 2. Средние широты пятен φ_0 , полуширины «бабочек Маундера» $\Delta\varphi_{\max}$ и $\Delta\varphi_{\min}$ и число групп пятен G .

Как можно видеть на рис. 3, полуширины хорошо коррелируют с G , их зависимость от $G^{1/2}$ близка к линейной и может быть описана регрессионными формулами $\Delta\varphi_{\max}(G) = 6.98 G^{1/2}$ и $\Delta\varphi_{\min}(G) = 4.79 [G + 3.61 (1 - e^{-G/2})]^{1/2}$ (коэффициент корреляции $r = 0.94$).

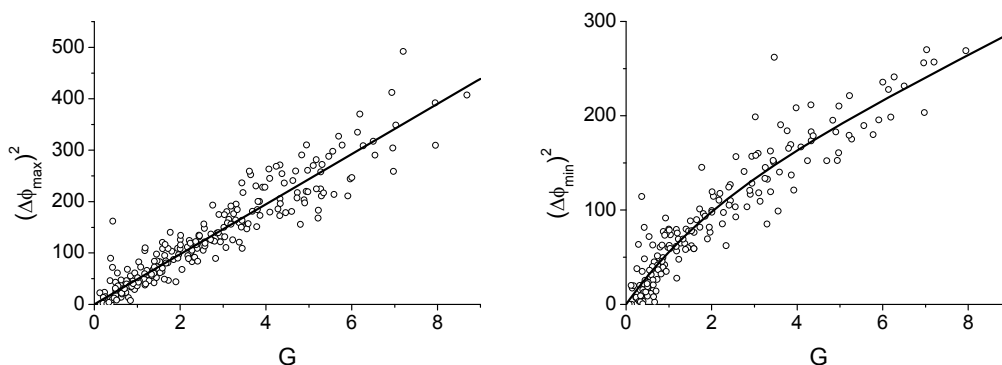


Рис. 3. Связь между числом солнечных пятен G и полуширинами «бабочек Маундера» $\Delta\varphi_{\max}$ и $\Delta\varphi_{\min}$.

Несколько сложнее реконструировать широту φ_0 , так она не связана с текущим уровнем активности однозначно. Наговицын [5] предложил способ реконструкции средних широт, основанный на отображении исходного индекса X , характеризующего активность, в псевдо-фазовое пространство

$$X(t) \rightarrow \Psi(t) = [X(t - n \cdot \Delta), X(t - (n - 1) \cdot \Delta), \dots, X(t), \dots, X(t + n \cdot \Delta)]$$

и поиске линейной регрессии, связывающей Ψ и искомый индекс φ_0 . Таким способом в [5] была получена реконструкция средних широт пятен с 1621 года. Однако при таком методе сложно корректно оценить ошибки модели. Поэтому в данной работе мы используем другой метод, предполагающий нелинейность искомой связи. С помощью трёхслойной нейронной сети (НС) мы реконструируем широтное распределение пятен, используя в качестве входной переменной отображенное в псевдо-фазовое пространство число групп G (при $\Delta = 1$ год), а в качестве выходной — 20-мерный вектор, компоненты которого равны среднегодовым плотностям групп пятен в широтных интервалах $[-50^\circ, -45^\circ], \dots, [+45^\circ, +50^\circ]$. При этом мы располагаем тремя свободными параметрами модели: размерностью входного вектора $2n + 1$, числом нейронов скрытого слоя НС h и её состоянием перед началом обучения s_0 . Случайно меняя эти параметры (с соблюдением условий $2 \leq n \leq 23$ и $2 \leq h \leq 11$) и проводя обучение для каждой из полученных НС, мы строим ансамбль из Q различных моделей. Затем, приведя нормировку полученного Хойтом и Шатеном ряда GSN [6] к числу групп пятен ($G = \text{GSN}/c$), отобразив этот индекс в псевдо-фазовое пространство и подав на вход полученных моделей, мы получаем ансамбль реконструкций распределений широт, для каждой из которых можно сосчитать ряд средних широт: $\varphi_{0,i}$, $i = 1, \dots, Q$. Итоговая реконструкция φ_0 (рис. 4), может быть получена как среднее по этому ансамблю, а соответствующий среднеквадратичный разброс $\delta\varphi_0$ служит оценкой ошибки метода реконструкции. Сравнивая значения, полученные в [2], с нашей реконструкцией, можно заключить, что сами величины средних широт, полученные двумя методами, отличаются незначительно. Однако ошибки нашей реконструкции при низком уровне глобальной активности существенно больше. На наш

взгляд, это отражает тот факт, что в эпоху минимума Маундера система находилась в иной области фазового пространства, нежели область, которая использовалась для построения модели. Т.о., средняя широта может быть достаточно надёжно реконструирована только с начала XVIII века.

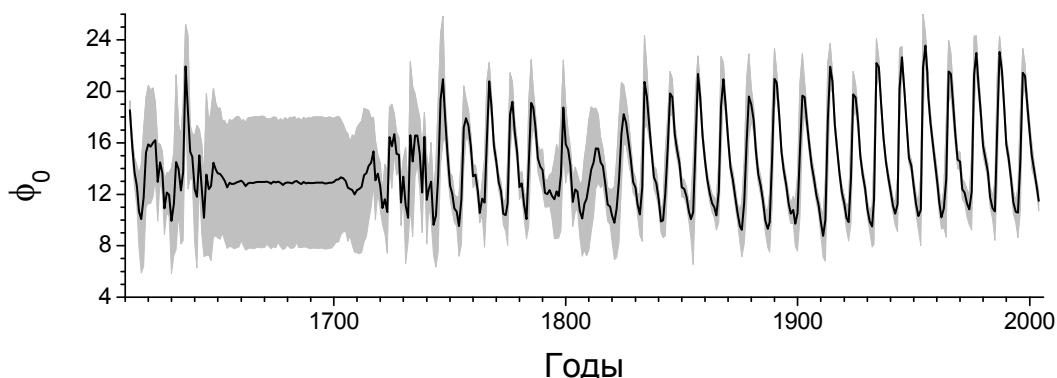


Рис. 4. Реконструированный ряд средних широт ϕ_0 .
Серая заливка соответствует ошибкам реконструкции $\delta\phi_0$.

Итак, реконструировав параметры ϕ_0 , $\Delta\phi_{\max}$, $\Delta\phi_{\min}$, мы можем восстановить форму «диаграммы бабочек» в XVIII и первой половине XIX века (рис. 5).

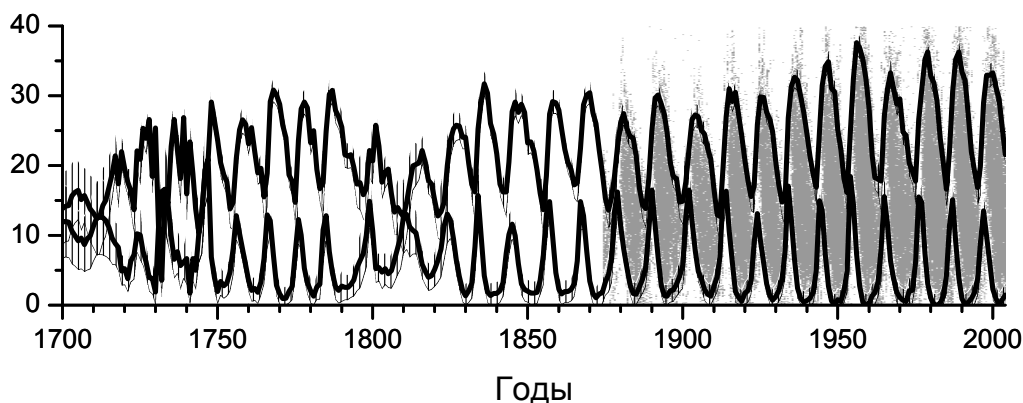


Рис. 5. Реконструкция формы верхнего крыла «бабочек Маундера»,
вертикальные отрезки — ошибки реконструкции, серая заливка — данные наблюдений.

Интересно сравнить полученное распределение с наблюдениями за соответствующие эпохи. К сожалению, наиболее крупное собрание зарисовок Солнца, выполненное в Парижской обсерватории [2] и позволяющее определять широты пятен, относится к более раннему периоду (1660-1719). Для оценки достоверности нашей реконструкции мог бы быть полезен другой ряд наблюдений, выполненный в 1749-1796 годах немецким астрономом-любителем Штаудахером [3]. В настоящий момент эти данные находятся в процессе обработки.

1. *E.W. Maunder*, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, **64**, 747 (1904).
2. *J.C. Ribes, and E. Nesme-Ribes*, *Astron. Astrophys.* **276**, 549 (1993).
3. *R. Arlt*, *Solar Phys.* **247**, 399 (2008).
4. <http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>
5. *Ю.А. Наговицын*, *Астрофизический бюллетень*, **63**, 45 (2006).
6. *D.V. Hoyt and K.H. Schatten*, *Solar Phys.*, **181**, 491 (1998).

КРУПНОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В КОРОНЕ И КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАСС

Иванов Е.В.¹, Файнштейн В.Г.²

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,
Московская обл., г. Троицк. E-mail: eivanov@izmiran.ru*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск. E-mail: vfain@iszf.irk.ru*

LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD STRUCTURE IN THE CORONA AND CORONAL MASS EJECTIONS

Ivanov E.V.¹, Fainshtein V.G.²

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow Region, 142190, Russia*

E-mail: eivanov@izmiran.ru

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Siberian Department, Russian Academy of Sciences, Irkutsk, 664033, P.O. Box 291, Russia, E-mail: vfain@iszf.irk.ru*

Abstract

Coronal mass ejections (CME) associated with eruptive prominences have been analyzed in the context of their position with respect to the coronal streamer belt or chains of streamers. The deviation of the CME propagation trajectory from radial direction has been studied at different distances from the Sun.

Введение

Детальный анализ связи измеряемых параметров корональных выбросов массы (КВМ) с различными характеристиками солнечного крупномасштабного магнитного поля показал, что существует два типа центров концентрации осей КВМ в короне: пояс (ПКС) [1] и цепочки (ЦКС) [2-4] корональных стримеров. ЦКС разделяют в короне корональные дыры или области с открытой конфигурацией магнитного поля с одинаковой полярностью магнитного поля [4], в то время как ПКС – с противоположной полярностью. Пояс и цепочки корональных стримеров имеют различную магнитную структуру как в основаниях, так и на больших расстояниях [4]. Форму и положение в пространстве цепочек стримеров можно определить из расчетов магнитного поля в короне в потенциальном приближении. В работе [5] показано, что КВМ, формирующиеся вблизи цепочек стримеров, являются более геоэффективными, чем КВМ, возникающие в основаниях пояса стримеров.

Использованные данные

В настоящей работе изучена связь параметров КВМ, сопровождавшихся наблюдавшимися на лимбе эруптивными протуберанцами, с их расположением относительно пояса и цепочек корональных стримеров, а также исследованы закономерности отклонения траекторий КВМ от радиального направления при их распространении от Солнца. Выбор именно этого класса КВМ обусловлен тем, что их оси, как и связанные с ними эруптивные протуберанцы, расположены в непосредственной близости от картинной плоскости. Это позволяет минимизировать влияние проекционных эффектов при определении видимых угловых размеров и скорости фронта КВМ.

Использовались два типа данных об эруптивных протуберанцах (ЭП). Первая выборка ЭП была получена по наблюдениям Солнца в радиодиапазоне (радиогелиограф Нобейма, частота радиоизлучения 17 ГГц). Для периода 1997-2001 г.г. был использован список эруптивных протуберанцев, приведенных в Таблице 1 работы [6], для периода 2002-2006 г.г. - данные из списка «Лимбовые события радиогелиографа Нобейма» [7]. Вторая выборка ЭП была составлена из событий типа «EPL» (эруптивный лимбовый протуберанец), полученных по данным $H\alpha$ наблюдений Солнца из Solar Geophysical Data [8]. Связанные с ЭП корональные выбросы массы, были взяты из каталога KBM, зарегистрированных LASCO [9]. Из этого же каталога были взяты сведения о параметрах KBM (скорость, угловые размеры, позиционный угол, масса, кинетическая энергия). В качестве скорости KBM использовалась скорость, полученная при линейной аппроксимации зависимости положения фронта KBM от времени. В качестве условий связи KBM с соответствующими ЭП, использовались следующие критерии: 1) момент первой регистрации KBM в поле зрения LASCO C2 оказывался не ранее 1 часа и не позднее 3 часов после начала эрупции протуберанца; 2) позиционный угол оси KBM отличался от позиционного угла ЭП не более, чем на $\pm 50^\circ$ (для 3-х случаев с использованием дополнительных критериев, на $\pm 60^\circ$). При этом для большинства отобранных KBM внутри его изображения наблюдалась структура, которая обычно идентифицируется как ЭП. Из рассмотрения были исключены KBM с угловыми размерами, большими 180° , возникающие вследствие проекционных эффектов. Таким способом были отобраны 214 событий за период 1997 – 2006 г.г.

Для расчетов магнитного поля в короне в потенциальном приближении использовался метод, разработанный в ИЗМИРАН [10]. В качестве входных данных использовались синоптические карты фотосферного магнитного поля, измеренного в WSO (Стенфорд). Пример рассчитанной таким образом структуры поля в короне приведен на

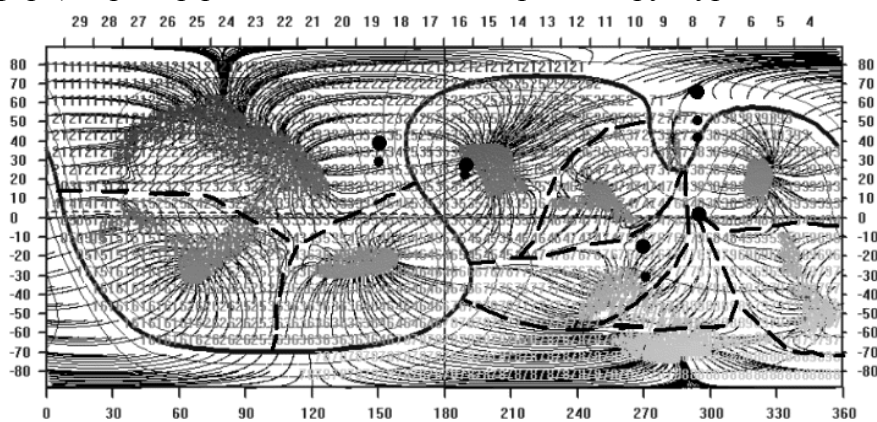


Рис. 1.

Рис. 1. Непрерывная линия соответствует нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника (ПКС), пунктирными линиями выделены цепочки корональных стримеров (ЦКС).

Маленькими сплошными кружками обозначены места возникновения эруптивных протуберанцев на поверхности Солнца, большими сплошными кружками – предполагаемые места регистрации KBM на поверхности источника.

Связь параметров KBM с крупномасштабной структурой магнитного поля

Для всех 214 KBM, и отдельно для KBM, концентрирующихся к поясу и цепочкам корональных стримеров, были построены гистограммы распределения KBM по их расстоянию от нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника, скорости распространения, угловой ширине, массе, кинетической энергии и отклонению от радиального направления на участках их распространения от места возникновения ЭП на поверхности Солнца до места регистрации KBM у поверхности источника ($R_0-2.5R_0$, где R_0 - радиус Солнца) и от места регистрации KBM у поверхности источника до рас-

стояния в $20R_{\odot}$ ($2.5R_{\odot}$ - $20R_{\odot}$), а также аналогичные гистограммы - для КВМ, концентрирующихся к ЦКС, по их расстоянию от ЦКС [11,12]. По расстоянию от нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника (ПКС) все КВМ распадаются на 2 группы: удаленные от этой линии менее и более чем на 30° . При этом практически все КВМ, удаленные от ПКС менее чем на 30° , принадлежат к КВМ, концентрирующихся к поясу корональных стримеров (ПКС КВМ), в то время как КВМ, отстоящие от ПКС более чем на 30° , – к КВМ, концентрирующихся к цепочкам стримеров (ЦКС КВМ).

Была также рассмотрена группа КВМ (КД КВМ), эруптивные протуберанцы у которых возникали или непосредственно на границах открытых конфигураций магнитного поля (корональных дыр) или по крайней мере не далее чем в 10° от этих границ.

В Таблице 1 приведены средние значения соответствующих параметров КВМ для всех КВМ, КВМ типа ПКС и ЦКС, а также для КВМ, концентрирующихся к границам открытых конфигураций магнитного поля (КД КВМ).

Таблица 1. Средние значения скорости, угловой ширины, массы и кинетической энергии всех КВМ и КВМ, концентрирующихся к ПКС, ЦКС и КД.

	Все 214 КВМ	113 ПКС КВМ	101 ЦКС КВМ	97 КД КВМ
Скорость	580 км/с	503 км/с	667 км/с	680 км/с
Угловая ширина	71°	73°	70°	73°
Масса	$5.6 \cdot 10^{15}$ г	$5.6 \cdot 10^{15}$ г	$5.6 \cdot 10^{15}$ г	$4.6 \cdot 10^{15}$ г
Кинетическая энергия	$1.5 \cdot 10^{31}$ эрг	$1.1 \cdot 10^{31}$ эрг	$2.0 \cdot 10^{31}$ эрг	$1.9 \cdot 10^{31}$ эрг

Средние скорость и угловые размеры всех исследованных нами КВМ, соответственно 580 км/сек и 71° , оказались больше, тех, что приводит Гопалсвами [13] по наблюдениям КВМ за период 1996-2003 гг. (соответственно 489 км/сек и 47° при $W \leq 120^{\circ}$ или 67° для всех видов КВМ). Это может быть связано как с тем, что в нашей выборке практически отсутствуют эффекты проекции распространения КВМ от Солнца, так и большей мощностью событий нашей выборки. Исследование зависимости параметров КВМ от степени их удаленности от нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника показывает, что по мере удаления КВМ от нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника средняя скорость КВМ возрастает, а средние угловые размеры если и меняются, то весьма незначительно. При этом максимальные значения угловых размеров и отклонений КВМ от радиального направления на обоих участках их распространения уменьшаются. Значения кинетической энергии КВМ также растут, а значения выбрасываемой массы или меняются мало, или слегка уменьшаются.

Отклонение траектории КВМ от радиального направления при их распространении от Солнца

Существуют прямые доказательства отклонения траектории КВМ от радиального направления на начальном этапе их движения по направлению как от экватора, так и к экватору [6, 14-16]. Для небольшого числа КВМ такое отклонение непосредственно наблюдалось по данным различных приборов SOHO [14,15]. Предположив, что место возникновения КВМ близко к месту расположения ЭП, мы будем интерпретировать наблюдаемое для многих рассмотренных КВМ различие по широте между ЭП и осью КВМ в поле зрения LASCO C2 как следствие отклонения траекторий КВМ от радиального направления. В пользу этого предположения свидетельствует также и наличие темной полости внутри КВМ, которая рассматривается как проявление полости, наблюдаемой над ЭП [17]. Гелиошироты КВМ определялись по их позиционным углам из каталога ЛАСКО [9].

В Таблице 2 приведены средние значения отклонения траектории КВМ от радиального направления для всех КВМ, а также КВМ, концентрирующихся к ПКС, ЦКС и КД, как на начальном участке этой траектории ($R_0-2.5R_0$) вблизи Солнца, так и на более удаленном от $2.5R_0$ до $20R_0$ ($2.5R_0-20R_0$).

Таблица 2. Средние значения отклонения траектории КВМ от радиального направления.

	Все 214 КВМ	113 ПКС КВМ	101 ЦКС КВМ	97 КД КВМ
$R_0 - 2.5R_0$	15.3°	14.2°	16.5°	15.7°
$2.5R_0 - 20R_0$	8.1°	7.9°	8.3°	8.1°

Заметно, что отклонение траектории КВМ от радиального направления больше на начальном участке этой траектории ($R_0 - 2.5R_0$), чем на более удаленном ($2.5R_0 - 20R_0$). Можно также заметить, что средние значения отклонений КВМ для всех групп КВМ существенно не отличаются друг от друга.

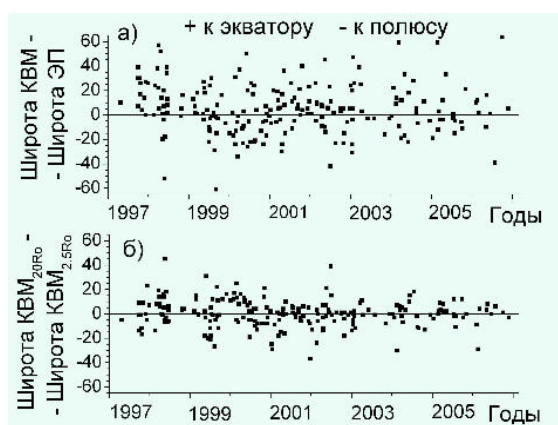


Рис. 2



Рис. 3

На Рис. 2 приведена циклическая зависимость отклонений КВМ от радиального направления к экватору (+) или к полюсу (-) вблизи (от R_0 до $2.5R_0$) (Рис. 2а) и вдали (от $2.5R_0$ до $20R_0$) (Рис. 2б) от Солнца. Хорошо заметно, что на фазе роста цикла (1997-1999 гг.) почти все КВМ на начальном участке их траектории отклоняются к экватору, в то время как на последующих фазах цикла какого либо заметного преобладания отклонений КВМ к экватору или к полюсу не наблюдается. Эта аномалия становится понятной при рассмотрении Рис. 3, на котором приведена зависимость отклонений КВМ к экватору (+) или полюсам (-) от широты возникновения КВМ. Совершенно явно видно, что вблизи Солнца (Рис. 3а) для низкоширотных КВМ преобладает отклонение к экватору, а для высокоширотных (Рис. 3б) – к полюсам. Поскольку на фазе роста преобладали низкоширотные КВМ, постольку и их отклонения были направлены в основном к экватору. На больших расстояниях от Солнца наибольшее отклонение траекторий КВМ наблюдается для низкоширотных КВМ, причем с ростом широты это отклонение уменьшается.

На Рис. 4 показана связь между отклонениями траектории КВМ от радиального направления на начальном ($R_0-2.5R_0$) и более удаленном ($2.5R_0-20R_0$) участках траектории. Легко заметить, что примерно 50% всех КВМ меняют направление своего отклонения при переходе от близкого к Солнцу участка траектории ко второму более уда-

ленному. Это свидетельствует о том, что отклонение КВМ от радиального направления на участках близких к Солнцу и удаленных от Солнца определяются различными

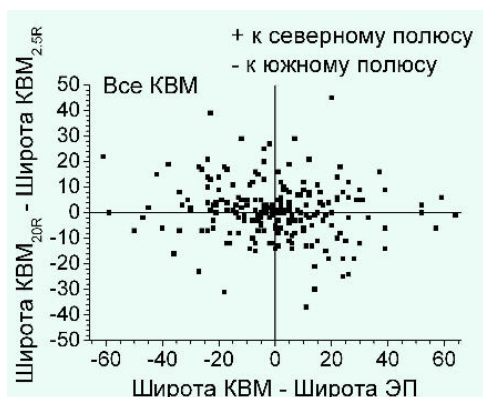


Рис. 4.

механизмами или различными структурами магнитного поля Солнца (арочными структурами вблизи Солнца и дипольной или квадрупольной компонентами поля – на более удаленном участке). Следует также заметить, что радиально распространяющихся КВМ (с отклонением от радиального направления на участке 2.5R-20R не более чем на 5°) в нашем списке лишь ~100 событий (~45% всех событий), т.е. большая часть КВМ при своем распространении от Солнца имеют значительные отклонения от радиального направления.

Из Рис. 3 и 4 следует также, что независимо от начального направления отклонения к экватору или от экватора с удалением от Солнца траектория КВМ как бы выпрямляется, становясь более радиальной, чем на начальном участке траектории.

Основные выводы

1. По месту регистрации КВМ вблизи поверхности источника все КВМ делятся на 2 группы: 1) те, что, концентрируются к нейтральной линии на поверхности источника (поясу корональных стримеров - ПКС) и 2) те, что, концентрируются к цепочкам корональных стримеров (ЦКС). По мере приближения к максимуму солнечной активности доля КВМ, чьи оси примыкают к ЦКС, возрастает. Практически все КВМ 1-й группы возникают не далее 30° от ПКС, в то время как большая часть КВМ 2-й группы лежит далее 30° от ПКС. Около 40% всех КВМ относятся к тем, чьи ЭП концентрируются к границам открытых конфигураций поля (КД – корональным дырам).

2. По мере удаления КВМ от нейтральной линии магнитного поля на поверхности источника средняя скорость КВМ возрастает, а средние угловые размеры если и меняются, то весьма незначительно. При этом максимальные значения угловых размеров и отклонений КВМ от радиального направления на обоих участках их распространения уменьшаются. Значения кинетической энергии КВМ также растут, а значения выбрасываемой массы или меняются мало, или слегка уменьшаются.

3. Большая часть КВМ при своем распространении от Солнца значительно отклоняется от радиального направления. На фазе роста цикла (1997-1999 гг.) почти все КВМ вблизи Солнца (до расстояний $2.5R_{\odot}$) отклоняются к экватору, в то время как на последующих фазах цикла какого либо заметного преобладания отклонений КВМ к экватору или к полюсу не наблюдается. Это связано с тем, что вблизи Солнца низкоширотные КВМ, преобладающие на фазе роста, отклоняются в основном к экватору, а высокоширотные – к полюсам. На больших расстояниях от Солнца наибольшее отклонение траекторий КВМ наблюдается для низкоширотных КВМ, причем с ростом широты оно уменьшается. С удалением от Солнца траектория КВМ «выправляется», стремясь стать более радиальной, чем на начальном участке траектории.

4. Примерно 50% всех КВМ меняют направление своего отклонения при переходе от близкого к Солнцу участка траектории ко второму более удаленному. Это свидетельствует о том, что отклонение КВМ от радиального направления на участках близких к Солнцу и удаленных от Солнца определяются различными механизмами или различными структурами магнитного поля Солнца (арочными структурами вблизи Солнца и дипольной или квадрупольной компонентами поля – на более удаленном участке).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 07-02-00115-а, 08-02-00070-а, правительственного гранта финансовой поддержки ведущих научных школ РФ № НШ 4741.2006.2 и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН П-16.

Литература

1. *Mendoza B., and Perez-Enriquez R.*, “Association of coronal mass ejections with the heliomagnetic current sheet”, *Advances in Space Research*, 1993, vol. 13, Issue 9, pp. 183-186.
2. *Eselevich, V.G.*, “New results on the site of initiation of coronal mass ejections”, *Geophys. Res. Lett.*, 1995, vol.22, Issue 20, pp. 2681-2684.
3. *Fainshtein V.G.*, “An investigation of solar factors governing coronal mass ejections characteristics”, *Solar Phys.*, 1997, vol.174, pp. 413-435.
4. *Eselevich V.G., Fainshtein V.G., and Rudenko G.V.*, “Study of the structure of streamer belts and chains in the solar corona”, *Solar Phys.*, 1999, vol.188, pp. 277-297.
5. *Zhao X.P., Webb D.F.*, “Source regions and storm effectiveness of frontsidefull halo coronal mass ejections”, *J. Geophys. Res.*, 2003, vol.108, Issue A6, pp. SSH 4-1, CiteID 1234, DOI 10.1029/2002JA009606.
6. *Gopalswamy N., M., Shimojo, W. Lu, S. Yashiro, K. Shibasaki, and R.W. Howard*, “Prominence eruptions and coronal mass ejection: a statistical study using microwave observations”, *Ap. J.*, 2003, vol. 586, Issue 1, pp. 562-578.
7. <http://solar.nro.nao.ac.jp/norh/html/prominence/>
8. <http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgd/jsp/solarindex.jsp/>
9. http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list
10. *Бугаенко О.И., В.В. Гречнев, Р.К. Жигалкин, А.П. Игнатъев, С.В. Кузин, И.М. Лившиц, В.П. Максимов, В.Н. Обридко, А.А. Перцев, Г.В. Руденко, В.С. Слемзин, Н.Н. Степанян, А.Ф. Харшладзе*, Исследование солнечных образований на основе комплексных наблюдений с Земли и на спутнике КОРОНАС-Ф: 1. Методы наблюдений и анализа солнечных изображений, зарегистрированных в различных спектральных диапазонах излучения, *Изв. Крымской Астрофиз. Obs.*, 2004, т. 100, стр. 110-122.
11. *Е.В. Иванов, Г.В. Руденко, В.Г. Файнштейн*, Связь корональных выбросов массы и особенностей их распространения в короне с крупномасштабной структурой солнечного магнитного поля, *Солнечно-земная физика*, 2008, Вып. 12, Т.1, стр. 36-39.
12. *E.V. Ivanov, V.G. Fainshtein*, Relationship between CME parameters and large-scale structure of solar magnetic fields, *International Journal of Research and Applications SUN and GEOSPHERE*, 2009 (in press).
13. *Gopalswamy N.A.*, “Global Picture of CMEs in the Inner Heliosphere”, In "The Sun and the Heliosphere as an Integrated system", Poletto G., Suess S., (eds.), *Astrophys. Space Sci. Libr.*, Kluwer Academic Publ., Dordrecht, The Netherlands, vol.317, p. 201, 2004.
14. *Plunkett S.P. et al.*, “The relationship of green-line transients to white-light coronal mass ejections”, *Solar Phys.*, 1997, vol. 175, pp. 699-718.
15. *Plunkett S.P., Vourlidas A., Simberova S., Karlicky M., Kotrc P., Heinzel P., Kupryakov Yu.A., Guo W.P., Wu S.T.*, “Simultaneous SOHO and ground based observations a large eruptive prominence and coronal mass ejection”, *Solar Phys.*, 2000, vol.194. pp. 371-391.
16. *Файнштейн В.Г.*, Некоторые закономерности связи лимбовых корональных выбросов массы с эруптивными протуберанцами и постэруптивными аркадами, *Космические исследования*, 2007, Т. 45, №5, стр. 384-392.
17. *Gibson S.E., Foster D., Burkepile J., De Toma G., Stanger A.*, “The Calm before the Storm: The Link between Quiescent Cavities and Coronal Mass Ejections”, *Ap. J.*, 2006, vol. 641, Issue 1, pp. 590-605.

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОЦЕНКИ ПОТОКА ПРОТОНОВ СКЛ ПО ПАРАМЕТРАМ МИКРОВОЛНОВЫХ ВСПЛЕСКОВ ПРИ УЧЕТЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ДКМ КОМПОНЕНТЫ

Исаева Е.А., Мельников В.Ф.

ФГНУ «Научно-исследовательский радиопизический институт», Нижний Новгород

ESTIMATION OF THE PROTON EVENT FLUX USING RADIO BURSTS' PARAMETERS IN MICROWAVE AND DECAMETER RANGES

Isaeva E.A., Melnikov V.F.

Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

Abstract

It is shown that the intensity of decameter continuum radio emission plays an important role in estimation of solar proton event fluxes. Taking into account the integrated flux of corresponding decameter bursts increases the correlation between observed I_p and estimated $I_{p,\mu,dec}$ (using parameters of microwave burst) proton fluxes from $r \approx 0.72$ to $r \approx 0.9$ and decreases the dispersion between them from $\sigma^2 \approx 0.67$ to $\sigma^2 \approx 0.20$. The obtained result shows that the decameter emission may serve as an efficient quantitative indicator of the escape of accelerated protons into interplanetary space.

Точность оценки потока протонов по параметрам микроволновых всплесков в значительной степени зависит от условий их выхода в межпланетное пространство (МП) в самых верхних слоях солнечной короны. Ранее было показано, что наличие достаточно мощной метровой-декаметровой компоненты континуальных всплесков свидетельствует о благоприятных условиях выхода, отсутствие – о неблагоприятных условиях выхода [1,2]. В настоящей работе предпринята попытка количественного учета условий выхода протонов в МП по параметрам декаметровых (ДКМ) всплесков.

Данные наблюдений

В качестве исходных данных использовались: оригинальные записи радиоизлучения Солнца на 8 фиксированных частотах в диапазоне 245-15400 МГц [3], записи динамических спектров в полосе 25-180 МГц [4], а также данные о потоках протонов в диапазоне 0.8-500 МэВ [5], полученные на МКС серии GOES-10. Исследуемая выборка включала 49 протонных событий, зарегистрированных в 23 цикле солнечной активности. Протонные события характеризовались максимальной интенсивностью потока протонов СКЛ I_p с энергией больше 25 МэВ, максимальным значением потока радиоизлучения F_μ , F_{dec} и эффективной длительностью радиовспле-

ска T_μ , T_{dec} на частоте спектрального микроволнового (μ) f_μ и ДКМ максимума f_{dec} , соответственно.

Анализ связи потока протонов с параметрами радиовсплесков

Сравнительный анализ связи потока протонов I_p СКЛ с указанными параметрами всплесков

$$\lg I_{p,f} = a \lg F_f + b \lg T_f + c \lg f + d \quad (1)$$

показал, что коэффициент корреляции $r(I_p, I_{p,f})$ между наблюдаемым I_p и расчетным $I_{p,f}$ значениями потоков протонов по параметрам всплесков, а также регрессионные коэффициенты a и b в уравнении (1) монотонно увеличиваются по мере увеличения частоты f радиоизлучения всплеска и достигают максимальных значений в **микроволновом** диапазоне (рис. 1а,б,в).

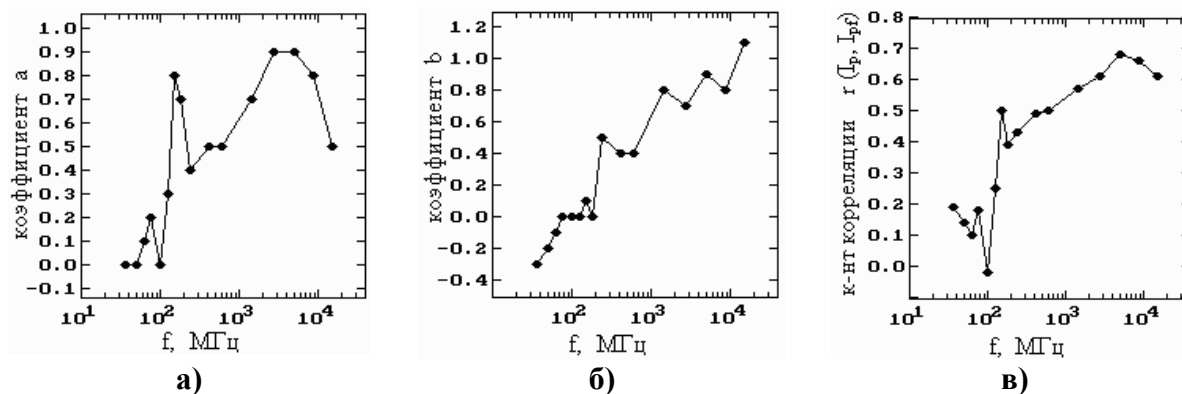


Рис. 1.

Из рис.1в видно, что связь потока протонов с параметрами метровых-декаметровых всплесков почти отсутствует, о чем свидетельствует низкий коэффициент корреляции $r(I_p, I_{p,f}) < 0.4$ между наблюдаемым I_p и расчетным $I_{p,f}$ значением потока протонов по параметрам радиовсплесков на частотах $f < 300$ МГц.

Отсутствие корреляции между потоком протонов СКЛ и параметрами метровых-декаметровых всплесков, а также наличие достаточно высокой корреляции потока протонов СКЛ с параметрами μ -всплесков согласуется с результатами, полученными в работах [1,6], в которых сделан вывод, что протоны и электроны СКЛ ускоряются в едином процессе на стадии μ -всплеска в нижних слоях солнечной короны. Отсутствие корреляции между потоком протонов СКЛ и параметрами ДКМ всплесков сложно объяснить в рамках теории двухстадийного ускорения, где высокоэнергичные протоны СКЛ ускоряются на второй стадии, на ударной волне, распространяющейся высоко в короне. К выводу о том, что протоны, наблюдаемые в межпланетном пространстве, ускоряются не на ударной волне, а в области вспышки в нижних слоях короны пришли также авторы работ [7-9] на основе других, независимых методов анализа.

Учет декаметровой компоненты при оценке потока протонов по параметрам микроволновых всплесков

Для более детального исследования роли декаметровой компоненты при оценке потока протонов по параметрам радиовсплесков был проведен множественный корреляционный и регрессионный анализ связи потока протонов СКЛ I_p с параметрами всплесков в микроволновом и декаметровом диапазонах в соответствии со статистической моделью вида:

$$\lg I_{p,\mu,dec} = a_1 \lg F_\mu + b_1 \lg T_\mu + c_1 \lg f_\mu + a_2 \lg F_{dec} + b_2 \lg T_{dec} + c_2 \lg f_{dec} + d. \quad (2)$$

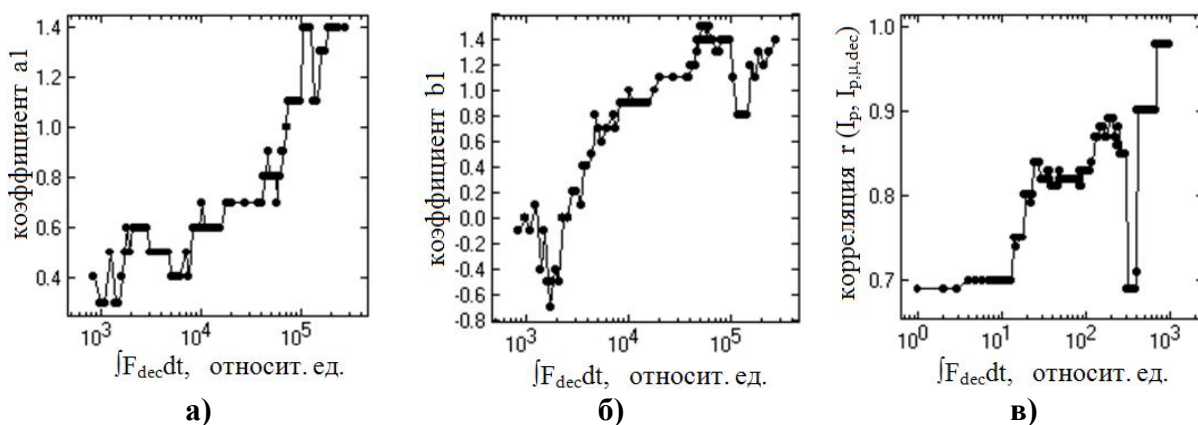


Рис. 2.

Этот анализ показал, что коэффициенты a_1 , b_1 , c_1 , a_2 , b_2 , c_2 при параметрах всплесков в линейной регрессионной модели (2) не постоянны, а зависят от интенсивности ДКМ компоненты. Для иллюстрации на рис. 2а,б показана зависимость коэффициентов a_1 и b_1 от интегрального потока (флюенса) ДКМ компоненты. Видно, что они заметно увеличиваются при увеличении потока декаметрового излучения (нормированного на предвсплесковый уровень). Существенно увеличивается также и коэффициент корреляции между наблюдаемым и расчетным значениями потока протонов СКЛ (рис. 2в). Отметим, что о непостоянстве коэффициентов при параметрах μ -всплесков ранее сообщалось в работе [10], где было показано, что коэффициенты при параметрах μ -всплесков не постоянны, а зависят от значения параметров μ -всплесков.

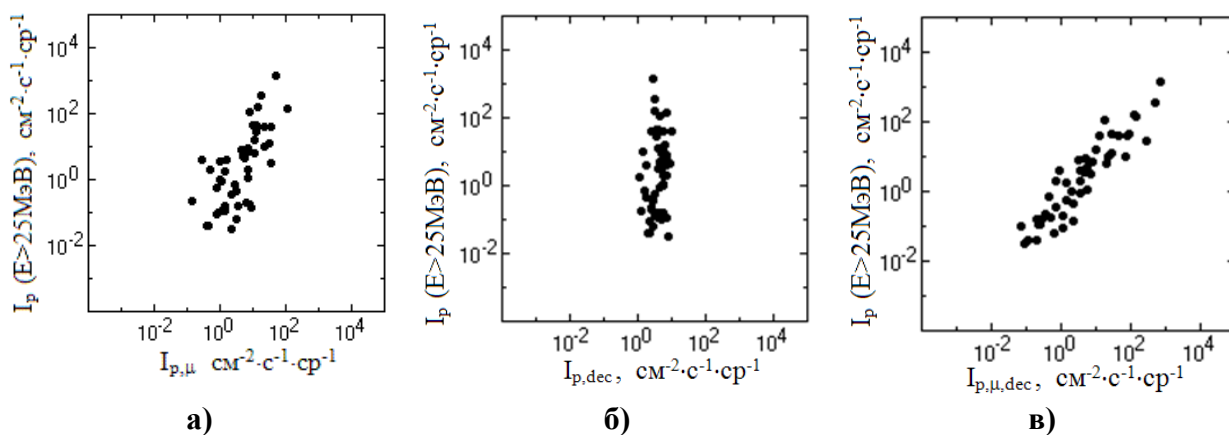


Рис. 3.

На рис. 3а,б,в для сравнения показаны диаграммы рассеяния между наблюдаемым и расчетным значениями потоков протонов (а) только по параметрам μ -всплесков, (б) только по параметрам ДКМ всплесков, (в) по комплексному параметру (2) с учетом зависимости регрессионных коэффициентов от флюенса ДКМ-излучения. Совершенно очевиден значительный рост корреляции в последнем случае.

Заключение

Учет зависимости регрессионных коэффициентов от логарифма интегральной мощности ДКМ компоненты приводит к резкому увеличению точности оценки потока протонов по параметрам μ и ДКМ всплесков. Корреляция при этом увеличивается с $r \approx 0.70$ до $r \approx 0.90$, а остаточная дисперсия уменьшается с $\sigma^2 \approx 0.67$ до $\sigma^2 \approx 0.20$ (см. рис. 3в). Эти параметры связи близки к предельно достижимым оценкам точности прогноза потоков протонов СКЛ по радиовсплескам, полученным в [2] на основе использования интенсивности электронной компоненты СКЛ как величины, характеризующей эффективность выхода ускоренных протонов в межпланетное пространство. Полученный результат указывает на то, что декаметровое излучение солнечных вспышек может служить эффективным количественным индикатором условий выхода протонов в МП.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166.

Литература

1. Акиньян С.Т., Фомичев В.В., Черток И.М. // Геомагнетизм и аэрономия. 1977. Т.17, № 1. С.10.
2. Мельников В.Ф., Подстригач Т.С., Дайбог Е.И., Столповский В.Г. // Космические исследования. 1991. Т. 29, С.95.
3. <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsolarradio.html#onesec>
4. <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsolarradio.html#spectralgraphs>
5. <http://goes.ngdc.noaa.gov/data/avg/>
6. Мельников В.Ф., Подстригач Т.С., Курт В.Г., Столповский В.Г. // Космические исследования. 1986. Т.24, № 4. С.610.
7. Cane H.V. // 2005. Proc. Solar Wind 11-SOHO 16 “Connecting Sun and Heliosphere”, Whistler, Canala 12-17 June 2005 (ESA SP-592, September 2005).
8. Cane H.V., Erickson W.C., Prestage N.P. // Journal of Geophysical Research. 2002. V.107, No.a10. P.1315.
9. Cane H.V., Reames D.V. // The Astrophysical Journal Supplement Series. 1990. V.73. P.253.
10. Исаева А.Е., Мельников В.Ф. // XI Пулковская международная конференция по физике Солнца, 2-7 июля 2007 года. Тезисы докладов. С.63.

ХАРАКТЕР СВЯЗИ ПОТОКА ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ПАРАМЕТРАМИ МИКРОВОЛНОВЫХ ВСПЛЕСКОВ

Исаева Е.А., Мельников В.Ф.

ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт», Нижний Новгород

RELATIONSHIP BETWEEN PROTON FLUX OF SOLAR COSMIC RAYS AND PARAMETERS OF MICROWAVE BURSTS

Isaeva E.A., Melnikov V.F.

Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

Abstract

Results of a study of the relationship between solar energetic proton fluxes I_p ($E_p > 25$ MeV) and parameters of the flare microwave emission (μ -bursts) for two independent sets of events are shown. As a reference sample we used a sample of 53 events that was obtained during 21-st cycle of solar activity and studied in [1]. A new sample consists of 57 events detected during 23-d cycle. The following parameters of μ -bursts were used: the frequency of spectral maximum (peak frequency) f_m , maximum value of flux density F_m and effective duration T_μ at frequency f_m . The comparative analysis has shown that the relationship between I_p and F_m , T_μ , f_m for the reference sample and new sample are qualitatively similar, but its regression coefficients are somewhat different: for the new sample they are smaller. We show that possible reason for the difference may be the fact of larger intensities and durations of microwave emission in the new sample of events than in the reference one. For the part of the new sample, in which: a) the effective duration of microwave bursts is in the same range as for the reference sample ($T_\mu < 13$ min), and b) the ratio of intensities of the main burst and post burst increase (PBI) is high ($F_m/F_{PBI} > 10$), the regression model (regression coefficients) agrees well with that obtained for the reference sample.

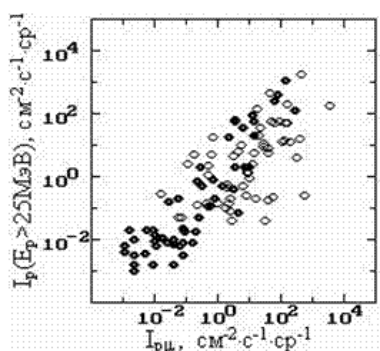
В данной работе приводятся результаты сравнения характеристик связи между наблюдаемым I_p потоком протонов СКЛ с энергией >25 МэВ и параметрами микроволновых (μ) всплесков для двух независимых выборок протонных событий. Опорная выборка [1] содержит 53 события, происшедшие в 21 цикле солнечной активности. Новая (исследуемая) выборка состоит из 57 протонных событий, зарегистрированных в 23 цикле. Ранее, в работе [1], для опорной выборки была получена линейная регрессионная модель, описывающая связь между потоком протонов I_p и параметрами μ -всплесков (1):

$$\lg I_{p\mu} = 1.3 \lg F_m + 2.1 \lg T_\mu - 2.4 \lg f_m - 3.5, \quad (1)$$

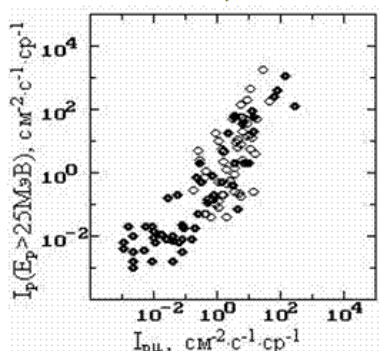
где F_m , T_μ максимальная плотность потока и эффективная длительность всплеска на частоте спектрального микроволнового максимума f_m . Использование этой модели (1) для новой выборки показало, что, несмотря на неплохое в целом согласие, часть событий явно выпадают из общей зависимости (см. рис. 1 а, черные значки – события из опорной выборки, белые – из новой выборки).

Для исследуемой выборки была найдена своя регрессионная модель, наилучшим образом описывающая связь между потоком протонов и параметрами μ -всплесков (2):

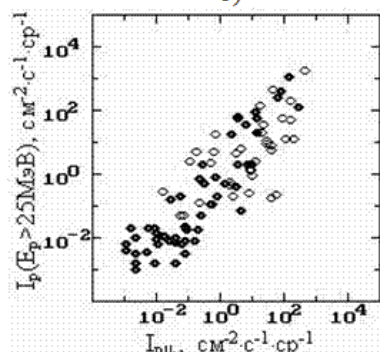
$$\lg I_{p\mu} = 0.7 \lg F_m + 0.7 \lg T_\mu - 0.7 \lg f_m - 2.0 \quad (2)$$



а)

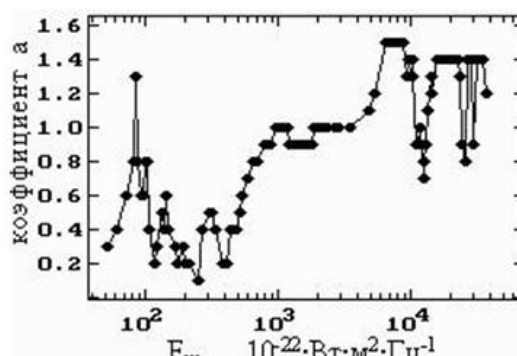


б)

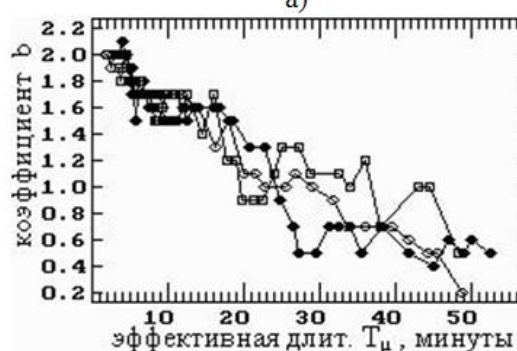


в)

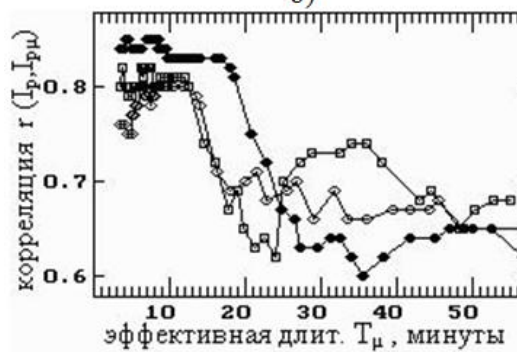
Рис. 1.



а)



б)



в)

Рис. 2.

На рис.1б белыми значками показана связь наблюдаемого потока протонов с микро-волновым параметром, описываемым моделью (2), для события из новой выборки.

Сравнение линейных регрессионных моделей (1) и (2) обнаружило заметное отличие значений коэффициентов регрессии при параметрах μ -всплесков, а также более низкую корреляцию $r(I_p, I_{p\mu})$ между наблюдаемым I_p и расчетным $I_{p\mu}$ значением потока протонов для исследуемой выборки $r(I_p, I_{p\mu}) \approx 0.64$ по сравнению с опорной $r(I_p, I_{p\mu}) \approx 0.89$.

Существенное отличие коэффициентов в регрессионных моделях для опорной (1) и исследуемой (2) выборок может быть связано со следующими причинами. Во-первых, как можно видеть из рис. 1, в исследуемой выборке представлены в основном мощные протонные события, в то время как в опорной выборке представлено большое количество слабых событий. Во-вторых, в исследуемой выборке представлено большое количество событий с большой эффективной длительностью, $T_\mu > 20$ минут. Исключение из исследуемой выборки событий с $T_\mu > 20$ минут привело к резкому увеличению связи между потоком протонов и параметрами всплесков (см. рис.1в). Причем, коэф-

коэффициенты в регрессионной модели для исследуемой выборки приблизились по значению к коэффициентам для опорной выборки.

Нелинейность связи между потоком протонов и параметрами μ -всплесков

Детальное исследование полученных регрессионных зависимостей вида

$$\lg I_{p\mu} = a \lg F_m + b \lg T_\mu + c \lg f_m + d \quad (3)$$

показало, что коэффициенты регрессии a , b , c и d сами зависят от параметров всплесков, таких как максимальный поток и эффективная длительность T_μ , а также от соотношения между интенсивностями всплеска и послевсплескового возрастания потока (РВІ). Вариации коэффициентов имеют место как для новой, так и для опорной выборки. Эти зависимости свидетельствуют о нелинейности связи между потоком протонов и параметрами μ -всплесков в модели (3).

Для иллюстрации на рис.2а и 2б показаны вариации коэффициентов a и b в зависимости от максимального значения F_m и эффективной длительности T_μ всплеска для объединенной выборки протонных событий, включающей новую и опорную выборки. Видно, что коэффициент a увеличивается при увеличении максимального значения F_m всплеска, а коэффициента b , наоборот, монотонно уменьшается при увеличении эффективной длительности T_μ всплеска. Из рис.2в видно, что коэффициент корреляции $r(I_p, I_{p\mu})$ между наблюдаемым I_p и расчетным $I_{p\mu}$ значениями потока протонов достигает максимального значения 0.85 для событий с малой эффективной длительностью $T_\mu < 13$ минут, и резко убывает для событий с эффективной длительностью $T_\mu > 20$ минут.

Роль послевсплескового возрастания потока микроволнового излучения

Большую эффективную длительность имеют события, сопровождающиеся в микроволновом диапазоне мощным послевсплесковым возрастанием потока излучения (по общепринятой классификации, всплески типа РВІ). Всплески РВІ связаны с тепловым тормозным излучением плотной плазмы, заполняющей корональную петлю после максимума энерговыделения, поэтому их связь с энергичными частицами маловероятна. Вместе с тем, прямое исключение послевсплескового возрастания (РВІ) при вычислении интегрального потока всплеска, а следовательно, и эффективной длительности, не привело к увеличению корреляции $r(I_p, I_{p\mu})$ между наблюдаемым I_p и расчетным $I_{p\mu}$ значением потока протонов. На рис.2в черными кружками показаны значения $I_{p\mu}$ без исключения РВІ, белыми квадратиками – при исключении РВІ на уровне 0.1 F_m , белыми кружками – при полном исключении РВІ при вычислении интегрального потока всплеска. В то же время оказалось, что связь между потоком протонов и параметрами μ -всплесков сильно зависит от интенсивности РВІ. В качестве параметра, характеризующего интенсивность РВІ, выбран параметр, равный отношению интенсивности РВІ в момент начала РВІ к максимальному значению всплеска на частоте спектрального микроволнового максимума, т.е. F_{pbi}/F_m . Было показано, что корреляция $r(I_p, I_{p\mu})$ между наблюдаемым I_p и расчетным $I_{p\mu}$ значением потока протонов увеличивается при уменьшении интенсивности РВІ (см. рис.4в) и достигает максимального значения для событий с очень малым значением РВІ. Для иллюстрации на рис.3а,б,в показаны диаграммы рассеяния между наблюдаемым I_p и расчетным I_p значениями потока протонов для трех случаев: а) для полной выборки событий, б) для событий с интенсивностью РВІ $F_{pbi} < 0.1 F_m$ и в) для событий с интенсивностью $F_{pbi} < 0.07 F_m$. На рис.4а,б видно также, что коэффициенты a и b при параметрах всплесков в регрессионной модели (3) для исследуемой выборки уменьшаются с ростом интенсивности РВІ F_{pbi}/F_m .

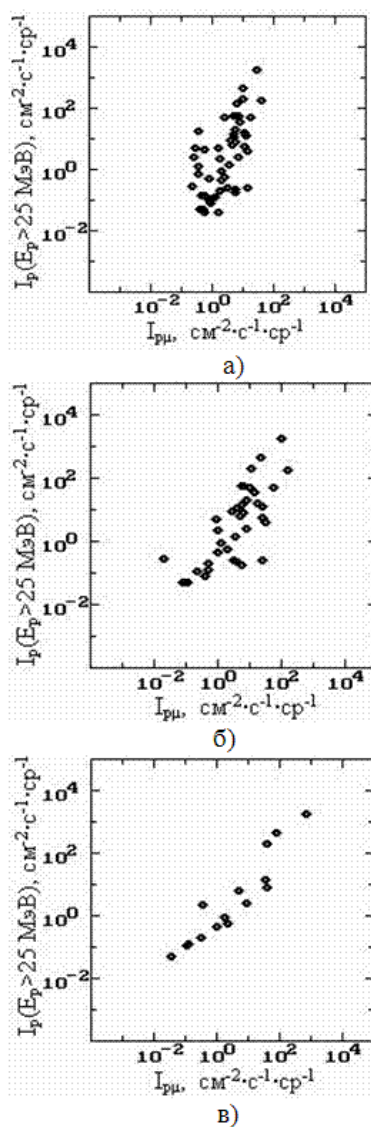


Рис. 3.

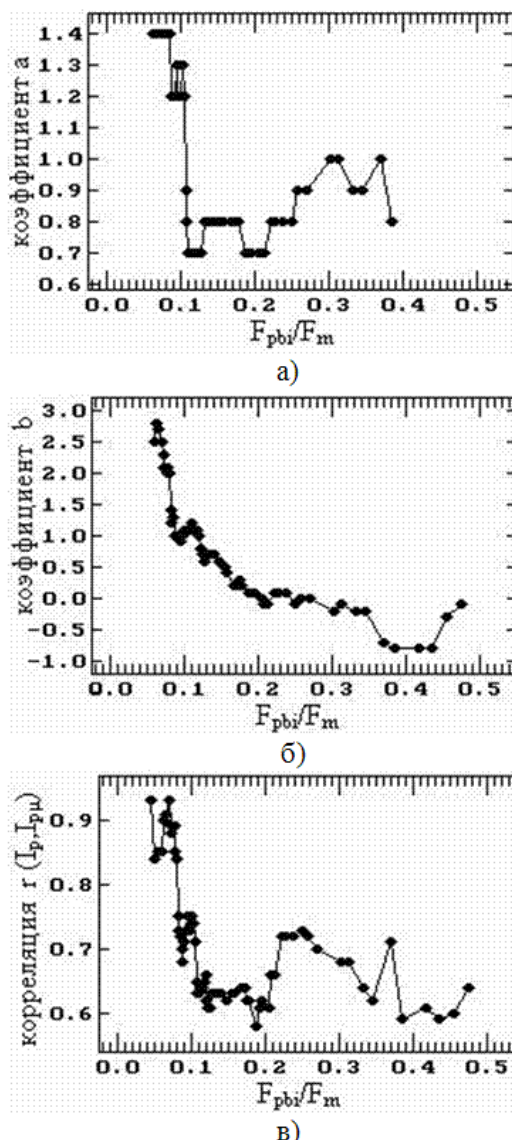


Рис. 4.

Проведенный детальный регрессионный анализ связи потока протонов с параметрами μ -всплесков на базе двух независимых выборок событий выявил нелинейность этой связи, заключающейся в зависимости коэффициентов регрессионной модели от таких параметров микроволновых всплесков, как максимальная интенсивность, эффективная длительность и интенсивность послевсплескового возрастания F_{pbi}/F_m . Показано, что коэффициенты регрессионных моделей, полученные для каждой из выборок становятся близкими по величине для событий с малой эффективной длительностью $T_\mu < 13$ минут и низким уровнем послевсплескового возрастания $F_{pbi}/F_m < 0.1F_m$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166.

Литература

1. В.Ф. Мельников, Т.С. Подстригач, Е.И. Дайбог, В.Г. Столповский. – Космические исследования. 1991, Т. 29, С. 95-103.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

CYCLIC VARIATIONS OF DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SUN

Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Rotation of the large-scale solar magnetic field in 1960–2007 is studied. Its behaviour on phases I and II of 11-year solar activity, in which toroidal or poloidal magnetic field correspondingly dominates, is studied. It is demonstrated that the differentiability of magnetic field rotation is essentially less on phase II as compared with phase I. Magnitude of the differentiability depends on power of the 11-year cycle. Comparison with helioseismological data indicates that the source of the large-scale magnetic field is located near the bottom of the solar convection zone.

В современных моделях солнечной активности в качестве основной причины генерации магнитного поля (м.п.) принимается дифференциальность вращения Солнца, которая позволяет превращать слабое полоидальное м.п. в сильное тороидальное. Таким образом, для понимания природы солнечной активности знание пространственных и временных свойств дифференциального вращения Солнца имеет фундаментальное значение.

По наблюдениям солнечных пятен долгое время не удавалось обнаружить заметного изменения вращения Солнца [1, 2]. Однако в работе [3] 1972 года было показано, что скорость дифференциального вращения зависит от фазы 11-летнего цикла солнечной активности. Ихсановым и Витинским [4, 5] на основе Гринвичского каталога пятен за 1875-1954 годы было проведено исследование вращения Солнца отдельно для фаз предминимума и максимума 11-летних циклов. Было найдено, что дифференциальность их вращения на этих фазах не только различается, но и показывает разную зависимость от мощности 11-летних циклов. Однако исследование вращения только по группам пятен позволяет охватить лишь низкие гелиошироты (0° – 35°). Появление сводного каталога интенсивности зелёной короны (ЗК) Рыбанского, а затем и Тлатова, охватывающих период 1939-2001 годов, позволило провести изучение дифференциального вращения в короне на всех гелиоширотах [6, 7].

В данной работе для исследования характера вращения крупномасштабного магнитного поля (КМП) Солнца мы использовали данные Стэнфорда за 1975-2007 годы и дополнили их более ранними данными, полученными по наблюдениям на обсерваториях Маунт Вилсон и Китт Пик

(1960-1985 годы). Обработка данных велась так же, как и для ЗК [6, 7]. С помощью преобразования Фурье были выделены все моды вращения КМП в интервале периодов от 25 до 33 суток для фазы I, охватывающей время подъёма и максимума 11-летних циклов, и фазы II – времени спада и минимума циклов.

В таблице 1 приведены коэффициенты дифференциального вращения по аппроксимациям формулами Говарда (для всех гелиоширот) и Фая ($\varphi < 35^\circ$) для циклов 19-23, полученные по доминантной моде скорости вращения. Более ранние данные помечены буквами «MW». Они имеют несколько большие величины стандартных ошибок (σ), которые приведены в скобках. В нижних двух строках приводятся средние значения коэффициентов по данным Стэнфорда за 21-23 циклы для фаз I и II соответственно. Можно заключить, что даже при довольно больших стандартных ошибках коэффициенты b_1 и b_2 на фазах I и II различаются более чем на 2σ , то есть на фазе II вращение КМП явно более жёсткое, чем на фазе I. Наглядно это показано на рис. 1. Кроме того, довольно чётко видно, особенно на фазе I, что минимум скорости вращения приходится на гелиошироты 50° – 60° с последующим её увеличением.

Таблица 1.

Эпоха	Без весов			Без весов, $< 35^\circ$	
	a_1	b_1	c_1	a_2	b_2
20I-MW	14.61(0.17)	-4.15(1.04)	3.11(1.17)	14.56(0.14)	-3.02(0.88)
21I-MW	14.19(0.15)	-2.70(0.95)	1.25(1.07)	14.16(0.15)	-2.17(0.96)
21I	14.28(0.13)	-3.03(0.82)	1.26(0.93)	14.17(0.10)	-1.53(0.64)
22I	14.49(0.10)	-4.29(0.60)	2.65(0.68)	14.32(0.06)	-1.93(0.39)
23I	14.82(0.08)	-5.40(0.48)	3.79(0.54)	14.77(0.07)	-4.06(0.46)
19II-MW	14.14(0.23)	-0.63(1.43)	0.20(1.61)	14.07(0.25)	0.09(1.57)
20II-MW	14.44(0.15)	-2.38(0.92)	1.14(1.03)	14.40(0.15)	-1.73(0.96)
20II	14.42(0.13)	-3.49(0.81)	2.25(0.91)	14.36(0.10)	-2.36(0.63)
21II	14.38(0.14)	-1.81(0.88)	0.68(0.99)	14.33(0.05)	-1.05(0.31)
22II	14.24(0.13)	-2.50(0.83)	1.96(0.94)	14.15(0.12)	-0.92(0.72)
23II	14.29(0.18)	-2.54(1.14)	1.43(1.28)	14.19(0.19)	-1.33(1.18)
21-23I	14.51(0.07)	-4.11(0.45)	2.42(0.50)	14.39(0.06)	-2.26(0.37)
21-23II	14.30(0.10)	-2.33(0.66)	1.39(0.74)	14.22(0.11)	-1.10(0.67)

Подобный же ход вращения наблюдался и для ЗК (см. рис. 1 [7]) на фазе I. Из рис. 1 также следует, что на высоких гелиоширотах (выше 45°) максимальный период вращения на фазах I и II составляет в среднем примерно 30.75 и 29.5 суток соответственно.

На рис. 2 приводится сопоставление коэффициентов b_1 и b_2 с числами Вольфа (W_m^n) в максимуме цикла. Из него следует, что, хотя b_1 и b_2 имеют

большие стандартные ошибки (табл. 1), с ростом мощности 11-летнего цикла как на фазе I, так и на фазе II явно наблюдается тенденция падения дифференциальности.

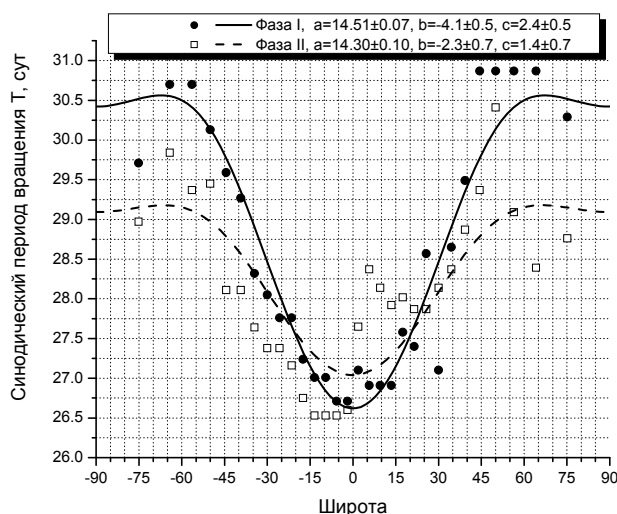


Рис. 1. Вращение крупномасштабного магнитного поля.

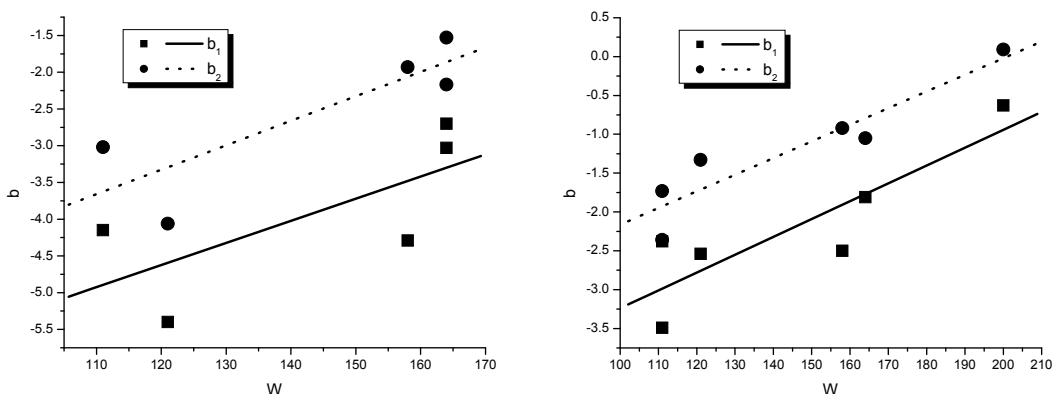


Рис. 2. Зависимость дифференциальности на фазах I (слева) и II (справа) от W.

В заключение сравним полученные нами кривые хода дифференциального вращения КМП Солнца с результатами других авторов, которые были приведены в работе Бека [8] (рис. 3). На рис. 3б к результатам измерений скорости вращения на разных гелиоширотах по разным трассерам, собранных Беком, добавлены наши данные за фазы I и II 21-23 циклы (метки «I» и «II»).

На гелиоширотах выше 40° наблюдается разительное различие между ходом кривых скоростей вращения, полученных нами и Снодграссом [9]. В то время как скорость вращения по Снодграссу и Ульриху продолжает убывать вплоть до полюса, в нашем случае, начиная с широты 55° , она возрастает. Это может быть объяснено тем, что мы рассматриваем только КМП, то есть поле, глубоко залегающее в конвективной зоне, в то время как результаты Снодграсса и Ульриха основаны на измерении мелкомасштабного м.п., характеризующего поверхностный слой конвективной зо-

ны. На это различие указал в 1989 году Стенфло [10]. В дальнейшем появились гелиосейсмологические данные о ходе скорости вращения с глубиной, которые приведены на рис. 3а. Сравнение рис. 3а и 3б показывает, что на широтах выше 45° полученный нами ход кривой скорости вращения хорошо согласуется по данным MDI (SOHO) [10] с ходом скорости вращения на глубине $r/R = 0.71$, то есть с вращением плазмы на дне конвективной зоны Солнца. При этом наблюдается и совпадение гелиошироты минимальной скорости вращения.

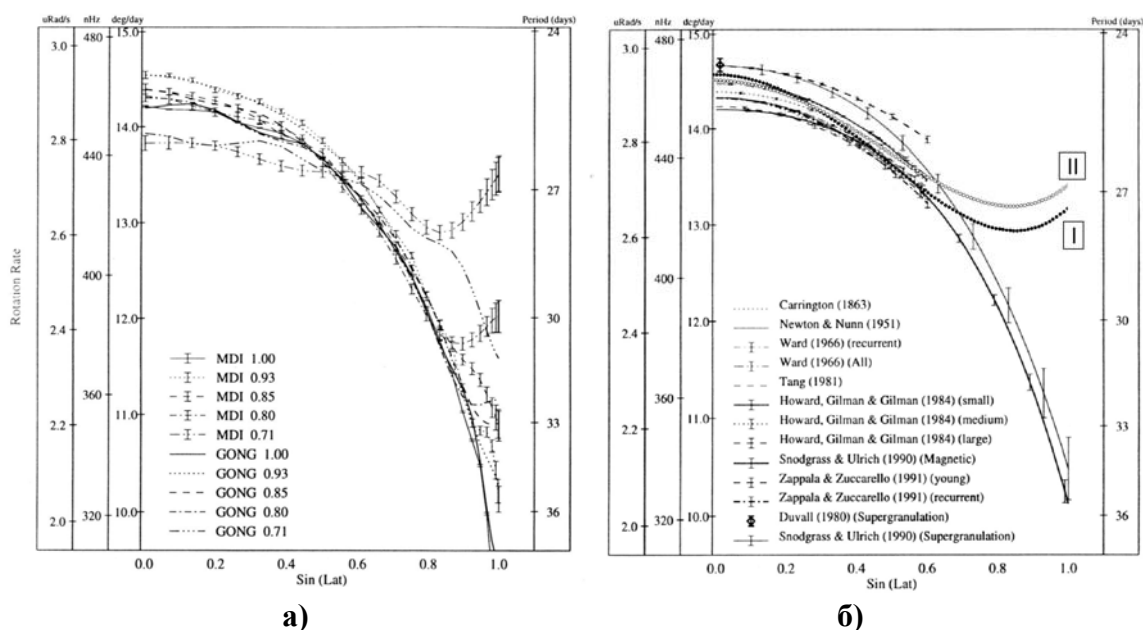


Рис. 3. Дифференциальное вращение Солнца по разным трассерам из работы [8].

Таким образом, источник КМП Солнца действительно находится на дне конвективной зоны, но при этом дифференциальность вращения несколько различается на фазах I и II, на которых в 11-летнем цикле преобладают тороидальные и полоидальные м.п. соответственно.

Литература

1. Newton H.W., Nunn M.J., M.N.R.A.S., 1952, v.111, p.413.
2. Ward A.F., Ap. J., 1965, v. 141, p. 534.
3. Витинский Ю.И., Ихсанов Р.Н., Солн. данные, 1972, N 6, с. 99.
4. Ихсанов Р.Н., Витинский Ю.И., ДАН, 1980, т.245, N 3, с. 577.
5. Ихсанов Р.Н., Витинский Ю.И., Изв. ГАО, 1982, N 199, с. 78.
6. Иванов В.Г., Ихсанов Р.Н., Изв. ГАО, 1998, N 212, с. 27.
7. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г., Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца, ГАО РАН, Пулковое, 2007, с. 185.
8. Beck J.G., Solar Phys., 2000, N 91, p.47.
9. Snodgrass H.B. and Ulrich R.K., 1990, Ap.J., v.351, p.309.
10. Stenflo J.O., Astron Astrophys., 1989, v.210, p.40.
11. Schou et al., 1998, Ap.J., v.505, p.390.

ВЫСОКОШИРОТНЫЕ КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ И ПОЛЯРНЫЕ ФАКЕЛЫ В 11-ЛЕТНИХ СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛАХ

Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

HIGH-LATITUDE CORONAL HOLES AND POLAR FACULAE IN 11-YEARS SOLAR CYCLES

Ikhsanov R.N., Tavastsherna K.S.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

The investigation of the evolution of high-latitude coronal holes during 21-23 solar cycles was developed on the base of catalogue of the coronal holes and filament cavities [2]. The range of common property of the coronal holes and polar faculae was found.

Корональные дыры (КД) несут важную информацию о свойствах магнитного поля (МП) Солнца. Они представляют собой области пониженной плотности и температуры короны и имеют открытую конфигурацию силовых линий МП, вдоль которых истекают высокоскоростные потоки солнечного ветра. КД тесно связаны с крупномасштабными магнитными полями (КМП), характеризующими глубокие слои Солнца [1].

Данная работа посвящена исследованию высокоширотных КД, имеющих площади более 5000 мдп. Это стало возможным с появлением каталога [2], в котором в отличие от известного каталога [3], включены также КД на гелиоширотах выше $\pm 60^\circ$. Существенными характеристиками КД являются их площади, поэтому как и в работе [4], КД были разделены на 3 группы: 5000-10000, 10000-15000 и выше 15000 мдп. Отдельно для каждого из трех приведенных выше размеров площадей было построено широтно-временное распределение центров КД за период 1975-2003 гг. Эти распределения по гелиошироте заметно различаются. Тогда как КД с площадями большими 15000 мдп (рис. 1) в подавляющем большинстве занимают области широт выше 40° , меньшие КД, особенно с площадями 10000 мдп, в основном располагаются ниже 40° . При этом большие КД на широтах выше $\pm 50^\circ$, в отличие от низкоширотных, как правило, сильно вытянуты по долготе. Как следует из рис. 1, после смены полярности МП в 21 цикле наблюдаются две высокоширотные ветви КД. Так, около 1980 г. на широтах выше 40° в N-полушарии появляются первые КД отрицательной полярности МП, а в S-полушарии – положительной. Со временем они возникают и на более высоких широтах вплоть до достижения ими полярных областей. В дальнейшем, до момента следующей смены знака полярности, они заполняют полярные области, что наблюдалось в 22 цикле в 1990 году.

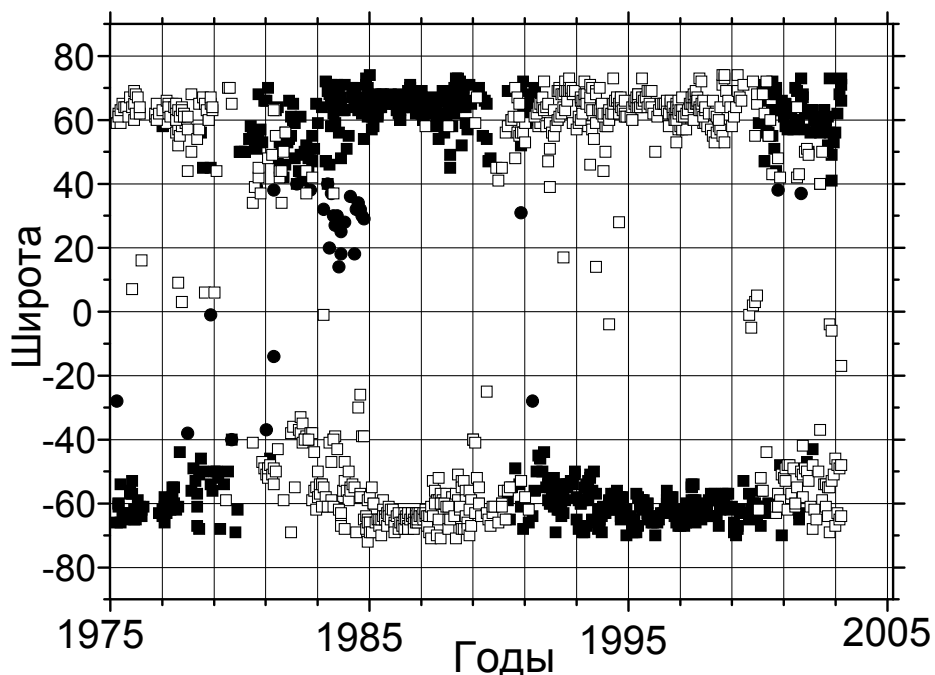


Рис. 1. Широтно-временное распределение корональных дыр в 1975-2003 гг. с площадями > 15000 мдп, широты 0° - 80° .

Другая ветвь наблюдается, начиная с 1980 г., ниже гелиошироты 50° в виде двух несколько друг друга перекрывающих полос КД разной полярности, постепенно опускающихся к экватору. Та из них, которая выше по широте, имеет знак новой полярности. Особенно хорошо это проявляется в N-полушарии. Достигнув примерно широты 35° в 1983 г., обе полосы резко устремляются к экватору, а в минимуме цикла, в период 1975-1976 гг. крупные КД образуются только в полярных областях Солнца. При меньших площадях, особенно 5000-9900 мдп, полоса КД опускается до экватора и даже переходит его, соединяясь со скоплением КД приэкваториальной зоны на широтах $\pm (15^\circ-17^\circ)$, образуя кольцо КД вокруг области солнечных пятен. При этом среди них преобладают КД той же полярности, что и у ведущих пятен в данном полушарии 11-летнего цикла. Таким образом, центры КД на широтах ниже 45° в 21 цикле окаймляют области сильных МП.

Отметим еще два существенных момента в эволюции крупных КД. Как следует из рис. 1, в 21 цикле после смены полярности МП, кроме отмеченного выше 1-го “выброса” КД новой полярности МП в полярную область с гелиоширот $45^\circ-50^\circ$, в N-полушарии наблюдаются еще три аналогичных выброса. Последний из них начинается в 1983 году и заканчивается в начале 1985 года. После этого КД с центрами выше $\pm 60^\circ$ существуют без подпитки их из более низких широт.

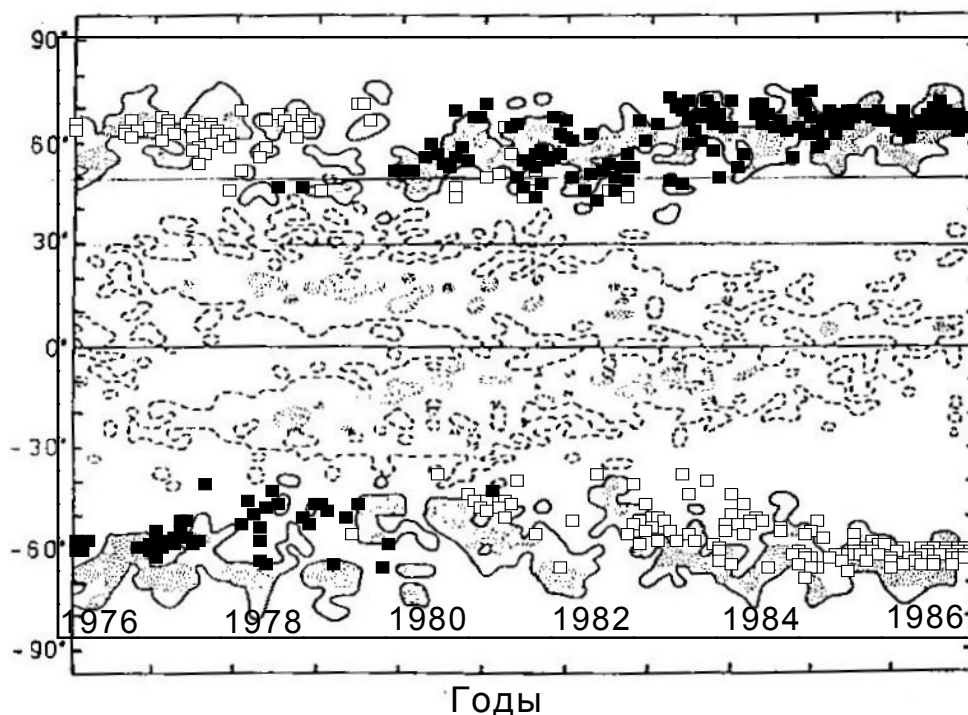


Рис. 2. Сравнение широтных распределений полярных факелов [6] и корональных дыр с площадями > 15000 мдп, широта 41° - 80° в 21-м цикле.

Вторая особенность в эволюции полярных КД заключается в том, что, начиная примерно за 2-3 года до следующей смены полярности МП, полярная полоса КД начинает распространяться в сторону низких широт вплоть до 50° и даже 40° . Подобный ход КД наблюдается и в 22-23 циклах. Таким образом, последовательность полярных КД показывает в своей эволюции разделение на 2 вида, первый из которых указывает на связь с областями широт с центрами ниже $\sim 55^\circ$, и второй, постоянно выше данной широты. Первая преобладает на отрезке времени $\pm 2-3$ года от максимума цикла, а вторая – на остальной части 11-летнего цикла. Такое разделение хода эволюции полярных КД находится в согласии с разделением КМП на 2 фазы – I и II [5], на которых в 11-летнем цикле преобладает тороидальное и полоидальное МП, соответственно.

На рис. 2 приведено широтно-временное распределение центров КД с площадями более 15000 мдп совместно с распределением солнечных факелов в 21 цикле, взятых из работы [6]. Хотя КД и полярные факелы (ПФ) существенно различаются, в частности, как по размерам, так и величине напряженности МП, как и в случае КД, ПФ нового цикла появляются на широтах выше $\pm 40^\circ$, достигая максимума широты к моменту окончания смены полярности МП в 11-летнем цикле. В дальнейшем наблюдаются поступления новых дискретных выбрасываний ПФ, как и КД, из более низких гелиоширот, которые прекращаются примерно с 1983 г. Как следует из

рис. 2, центры КД располагаются, как правило, в районах ослабления активности ПФ. Т.о. временной ход появления полярных КД повторяет ход ПФ.

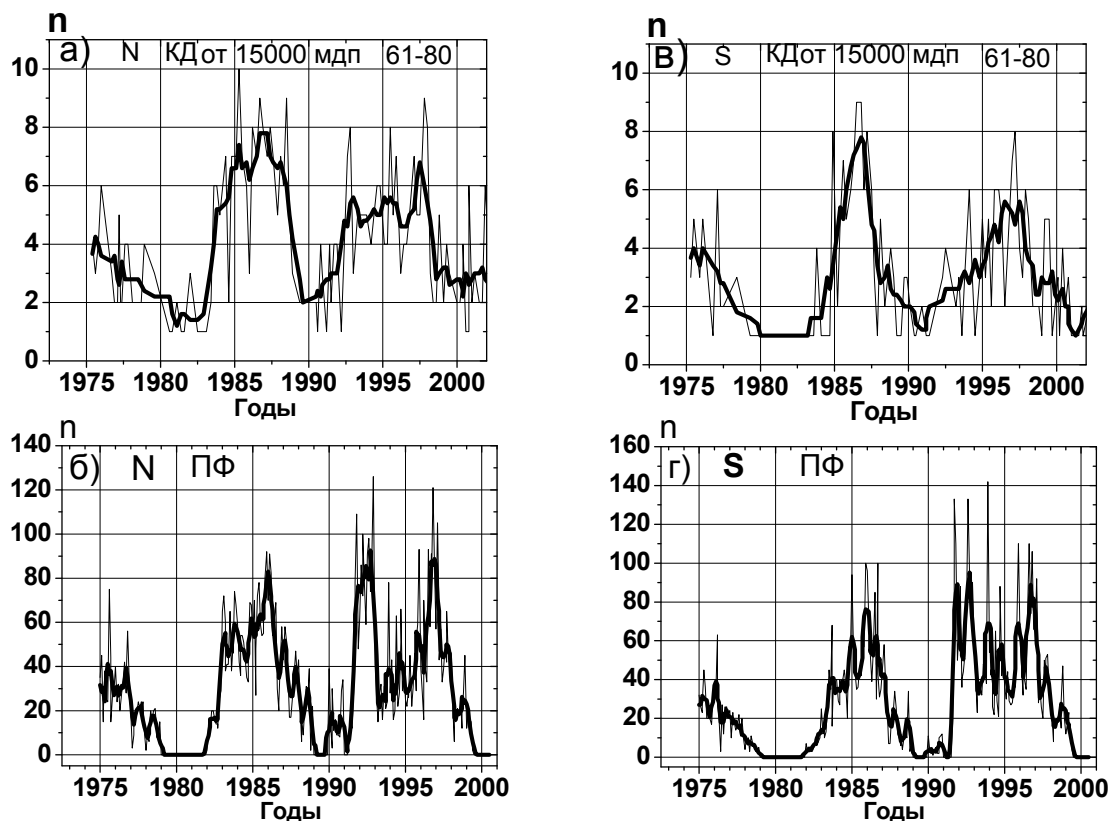


Рис. 3. Временной ход числа КД (а, в) и числа ПФ (б, г) для N и S полушарий Солнца.

Это хорошо прослеживается на рис. 3, где приводится временной ход числа КД выше $\pm 60^\circ$ и ПФ [7, 8] для обеих полушарий Солнца, хотя коэффициент корреляции мал по причине смещенности пиков КД относительно ПФ, а также недоучета КД, расположенных ниже 61° широты в начале цикла. Но общий ход кривых повторяется. Основные максимумы чисел КД и ПФ в 21 и 22 циклах приходятся на 1986 и 1997 гг. соответственно.

Литература

1. Harvey J. et al. 1980, Report UAG-77.
2. Тавастшерна К.С., Тлатов А.Г. Каталог и атлас синоптических карт КД и полостей волокон в линии HeI 10830Å, СПб, 2006, 565 с.
3. Sanches – Ibarra A. and Barrasa-Parades M. 1992, Report UAG-102.
4. Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С. Тр. XII Пулк. конф. 2007, с.197.
5. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. Изв. ГАО, 2002, N 216, с. 531.
6. Хусаинов Е.И. “Иссл. актив. процес. на Солнце”, 1988, Владивосток, с.55.
7. Makarov V.I. and Makarova V.V. Solar Phys. 1996, V.163, p.121.
8. Makarov V.I. and Makarova V.V. The 9th European Meeting on Solar Phys., 1999, p. 121.

ВАРИАЦИИ ПОТОКА УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В МИНИМУМЕ АКТИВНОСТИ

Казачевская Т.В.

Институт прикладной геофизики, Москва, geophys@hydromet.ru

FLUX VARIATION OF ULTRA VIOLET SOLAR EMISSION IN MINIMUM OF ACTIVITY

Kazachevskaya T.V.

Institute of Applied Geophysics Russian hydrometeorological service

Abstract

The paper presents the analysis of measurement results in Ultra Violet spectrum region of the Sun during the period of minimum activity. The data on emission flux of the whole Sun obtained on board the SORCE and SOHO satellites in 2007 in the period of minimum activity within the wave range of 116-180 nm, H γ $_{\alpha}$ -line, 26-34 nm and 0.1-50 nm are considered. It has been shown that the 27-day period of emission variations in the spectrum ranges remained the same even in case of absence of sunspots and active regions. It is likely to be explained by the "background" emission of the chromospheres. A variation value in 27-day period is only 1-1.5%, but this period is distinctly traced in all spectral lines.

The emission maximum in the lines of UV and X-ray ranges are observed near the active longitudes 0°/360° and 180°, as well as in case of sunspots and large solar flares.

Исследование периодов минимума солнечной активности важно для понимания физических процессов, происходящих в разных слоях атмосферы Солнца. Излучение коротковолновой ультрафиолетовой области содержит две главные компоненты: активных областей и «фоновое» излучение хромосферы. Минимум солнечной активности позволяет лучше изучить именно «спокойную» составляющую излучения. Анализировались данные 2007 года, который характеризовался как год низкой солнечной активности, когда в некоторые периоды на Солнце вообще не было пятен или существовали только одиночные пятна.

Были использованы данные измерений, полученные на ИСЗ SORCE (Solar Radiation and Climate Experiment), SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), GOES (Geostationary Operational Environmental Satellite) за все дни 2007 года в следующих диапазонах длин волн: излучение в линии водорода H γ $_{\alpha}$ = 121.6 нм, диапазон λ λ – 116-180 нм и λ λ = 311-540 нм, а также 0.1-50 нм и 26-34 нм с сильной линией HeII λ = 30.4 нм, в рентгеновской области λ 0.05-0.4 нм по спутнику GOES; о радиоизлучении λ = 10.7 см; о пятнах и числах Вольфа.

Анализировались средние за сутки измерения потока излучения. Величины, нормированные к среднему значению за каждый месяц, позволяли сравнить вариации излучения в разных диапазонах длин волн. Вариации излучения в 2007 г. были небольшие, и минимальная интенсивность заре-

гистрирована в сентябре-ноябре 2007 года. В этот период на Солнце не было пятен: 07 – 27.10 = 20 дней и с 02.10 по 14.11 = 43 дня, $W = 0$. В эти дни средний поток радиоизлучения – индекс $F_{10.7}$ составлял $F_{10.7} = 68-67$ единиц.

Несколько большим было излучение в январе-июне, но вариации от максимума до минимума в линиях $H\text{L}_\alpha = 121.6$ нм и $\lambda = 116$ нм составляли 3-3.5%; в диапазоне $\lambda = 175-180$ нм – 18 % и увеличивались до 14% и 24% в диапазоне $\lambda = 26-34$ нм и $\lambda = 0.1-50$ нм соответственно. Заметим, что в максимуме активности поток излучения в разных линиях в 2-4 раза больше, чем в минимуме [1]. По данным ИСЗ GOES для $\lambda = 0.1-0.8$ нм излучение в максимуме в 10-30 раз превосходит излучение в минимуме активности.

Суточные вариации излучения (от дня ко дню) не превышали 1%-1.5% в минимальные периоды – октябрь-ноябрь 2007 года.

Несмотря на минимум, когда $W = 0$ и отсутствовали пятна, 27-дневный период четко наблюдался во всех линиях в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах, но отсутствовал для радиоизлучения 10.7 см. и для длинноволнового излучения $\lambda = 311-312$ нм. Максимумы излучения не всегда совпадают с активными областями, связанными с пятнами.

Сопоставление данных с Керрингтоновскими долготами показало, что максимумы излучения линий ультрафиолетового и рентгеновского диапазона наблюдается вблизи активных долгот $0/360^\circ$ и 180° . Ранее в работах [2-4] обнаружены особенности долготных распределений для ряда солнечных явлений. Солнечные пятна, большие рентгеновские вспышки, источники протонных событий наблюдаются чаще всего на активных долготах, разнесенных на 180° . Считается, что такое проявление солнечной активности связано с динамикой магнитных полей Солнца. В работе [5] показано, что формирование и эволюция комплексов активности тесно связана с переносом магнитной энергии в конвективной зоне, фотосфере и короне. Вероятно, это находит отражение и в интенсивности излучения коротковолновой области спектра. Проведенный анализ измерений КУФ-области спектра указывает на асимметрию долготного распределения потока излучения даже в минимуме солнечной активности. Пока неясен более аккуратный ответ на вопрос о том, каким образом связан поток излучения КУФ-области спектра с магнитными полями в те периоды, когда на Солнце отсутствуют солнечные пятна и не наблюдаются активные области.

Литература

1. Казачевская Т.В. и др. // *Астрономический Вестник*, 2007 (в печати)
2. Витинский Ю.И., Копецкий А., Куклин Г.В. *Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца*, Москва, 1986.
3. Вернова Е.С., Баранов Д.Г. // *Известия РАН, сер. Физическая*, т.69, с. 779, 2005.
4. Иванов Е.В. // *Труды IX Пулковской международной конференции по физике Солнца*, с.357, 2005.
5. Беневоленская Е.Е. // *Труды IX Пулковской международной конференции по физике Солнца*, с.357, 2005.

О ФАЗЕ МИНИМУМА СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА В ИНТЕНСИВНОСТИ ГКЛ

Калинин М.С., Крайнев М.Б.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва

ON THE MINIMUM PHASE OF THE SOLAR CYCLE IN THE GCR INTENSITY

Kalinin M.S., Krainev M.B.

Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow

Abstract

The problems are discussed of the isolation in the solar (or 11-year) cycle in the intensity of the galactic cosmic rays of the main phases – minimum, ascending, maximum and descending – similar to the phases in the solar activity according to the known Vitinsky-Kuklin-Obridko classification. As a candidate for the GCR effect suitable for the isolation of the minimum phase in the solar cycle in the GCR intensity we consider establishing of the significant latitudinal gradient around the helioequator. It is shown that this effect can be used for the isolation of the minimum phase in the GCR intensity, however only for the “normal” solar minima when there are a strong high-latitude magnetic field and, consequently, an almost flat heliospheric current sheet.

Введение

При рассмотрении солнечного (или 11-летнего) цикла в характеристиках солнечной активности (СА) часто используется т. н. классификация Витинского-Куклина-Обридко (ВКО) [1], выделяющая в цикле четыре основные фазы – минимума, роста, максимума и спада. При этом, хотя в названиях фаз подразумевается активность по солнечным пятнам, в рассмотрении включается развитие как пятнообразовательной (или тороидальной), так и высокоширотной (или полоидальной) ветвей СА, изменяющихся во времени как с 11-летним (напряжённость) так и 22-летним (полярность) циклами.

Ранее в работе [2] был поставлен вопрос о выделении в солнечном цикле в интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) основных фаз, аналогичных фазам 11-летнего цикла в активности Солнца по классификации ВКО. В работах [3,4,5] предпринята попытка выделения фазы максимума в солнечном цикле (СЦ) в интенсивности ГКЛ в нескольких последних циклах.

В настоящей работе обсуждаются возможные эффекты в интенсивности ГКЛ, специфические для фазы минимума солнечного цикла. В качестве первых кандидатов рассматривается установление максимальной интенсивности, а также значительных широтных градиентов интенсивности около гелиоэкватора.

О фазе максимума СЦ в интенсивности ГКЛ

На Рис.1 показано поведение в трёх последних циклах солнечной активности (полная площадь солнечных пятен, сглаженная с периодом один год) – на верхней панели и относительная интенсивность ГКЛ т.н. средних энергий (100-500 Мэв/н) на орбите Земли, оценённой по стратосферным данным [6] – на нижней панели. Фазы минимума и максимума для трёх последних циклов СА (21-23) представлены вертикальными полосами на верхней панели Рис.1.

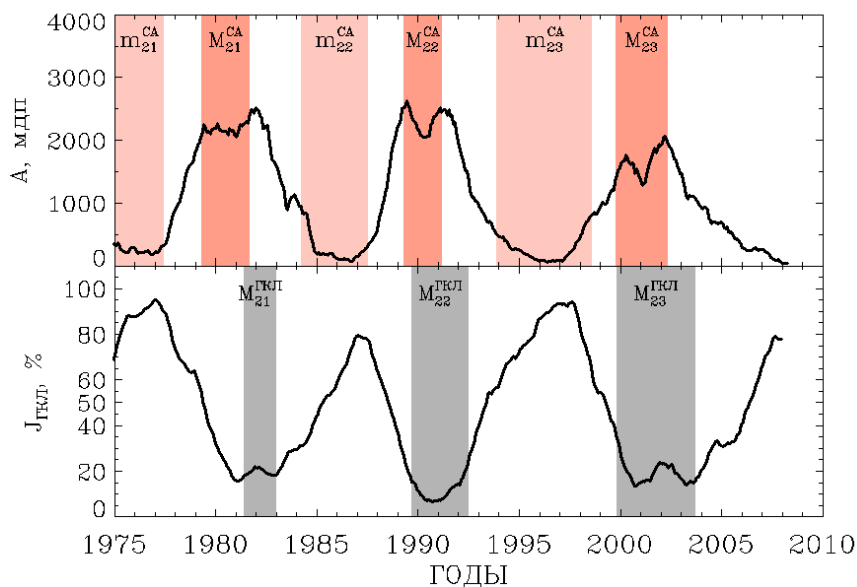


Рис. 1.

При выделении фазы максимума в интенсивности ГКЛ в [3,4,5] было сделано предположение, что фаза максимума определяется ситуацией, когда влияние на ГКЛ полоидальной ветви слабо по сравнению с влиянием тороидальной ветви (вследствие инверсии полоидального магнитного поля).

Явление в поведении интенсивности ГКЛ, характеризующее фазу максимума, хорошо известно – это энергетический гистерезис, т.е. переход от одной энергетической зависимости долговременных вариаций интенсивности ГКЛ к другой. Для трёх последних циклов фазы максимума СА в интенсивности ГКЛ показаны на нижней панели Рис.1, и их можно сопоставить с фазами максимума в активности Солнца.

О фазе минимума СЦ в интенсивности ГКЛ

Фаза минимума СА в СЦ в интенсивности ГКЛ определяется противоположной ситуацией, когда влиянием тороидальной ветви можно пренебречь, а промежуточные ветви роста и спада определяются сравнимым влиянием обеих ветвей. При этом в эпохи минимума СА в интенсивности ГКЛ, как видно из нижней панели Рис.1, форма временного профиля существенно зависит от полярности глобального МП: для протонов она остроугольная при отрицательной радиальной компоненте V_r гелиосферного магнитного поля в северном полушарии ($A < 0$) и более плоская при положительной V_r -компоненте; для электронов картина обратная. Поэтому необходимо найти явление во временном поведении ГКЛ, не зависящее от

знака 11-летней фазы 22-летнего цикла СА и характеризующее фазу минимума СА.

В качестве такого кандидата мы рассматриваем явление резкого установления сильного отрицательного широтного градиента интенсивности ГКЛ (ядер при $A < 0$ и электронов при $A > 0$). Поведение широтного градиента интенсивности ГКЛ по данным космических аппаратов (КА IMP-8, Pioneer 10, Voyager 2 - вблизи гелиоэкватора; Voyager 1 - на широте ≈ 30 градусов), как функция угла наклона ТС в 22-м цикле СА показано на Рис.2 [7]. Видно, что до тех пор, пока наклон ТС был больше, примерно, 10 градусов, широтный градиент интенсивности был невелик, а при дальнейшем поджати к гелиоэкватору гелиосферного ТС резко установился сильный отрицательный широтный градиент интенсивности ГКЛ.

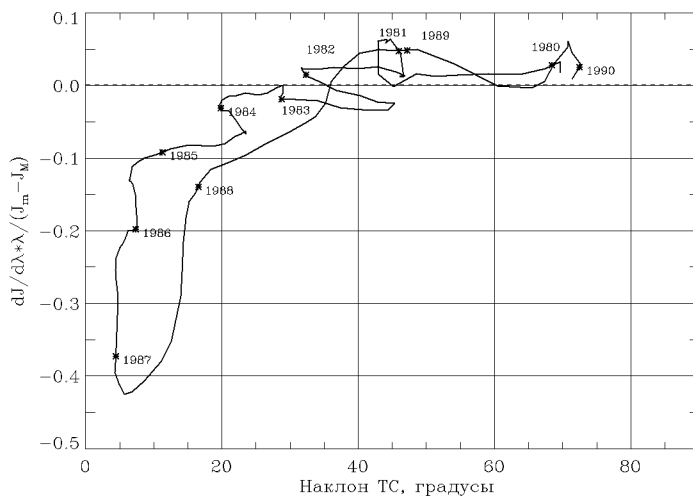


Рис. 2.

Если это явление взять за основу при выделении фазы минимума в интенсивности ГКЛ 22-го цикла СА, то получим её границы: примерно в начале 1985 и в конце 1987 гг.

Однако, не такой оказалась ситуация в текущую эпоху минимума 24-го солнечного цикла. По результатам широтного сканирования южного полушария гелиосферы КА Уллисом в 2007

году широтный градиент интенсивности протонов был близок к нулю [8].

На рис. 3. показано поведение во времени солнечных характеристик (среднемесячные и сглаженные с периодом один год средние значения площади солнечных пятен – на верхней панели; напряжённость компоненты вдоль луча

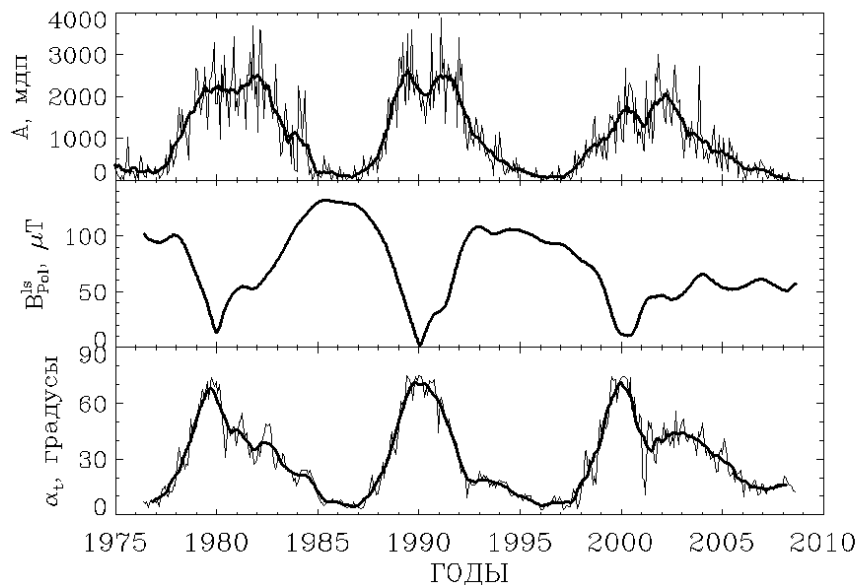


Рис. 3.

зрения высокоширотного фотосферного магнитного поля – на средней панели) и наклона гелиосферного ТС (месячные и сглаженные за год значения) в трёх последних циклах СА. Видно, что 23-й цикл кроме большей длительности отличается ещё очень большим остаточным наклоном гелиосферного ТС. Таким образом, в текущем цикле ТС не прижимался ближе 15 градусов к гелиоэкватору и, если наше предположение верно, значимый широтный градиент и не должен был устанавливаться. Таким образом, выбранное нами характерное явление для выделения фазы минимума СЦ не универсально, а имеет место лишь для циклов с заметным преобладанием полоидальной ветви над тороидальной.

Вопрос о критическом значении угла наклона ТС может быть исследован в рамках уравнения модуляции ГКЛ. Очевидно, это значение сильно зависит от других модуляционных параметров уравнения (коэффициентов диффузии), а также радиального расстояния, т.е. может меняться от цикла к циклу. Дальнейшие теоретические исследования, выходящие за рамки этой работы, могут прояснить этот вопрос.

Выводы:

- 1) фазу максимума СЦ в интенсивности ГКЛ можно выделить, используя явление энергетического гистерезиса;
- 2) явлением, характерным для фазы минимума СЦ в интенсивности ГКЛ, может быть установление значительного отрицательного широтного градиента интенсивности протонов (или электронов);
- 3) необходимым условием критерия 2) является малость угла наклона ТС (<15 градусов) в минимуме СА/

Благодарности

Авторы благодарны РФФИ за поддержку работы (грант 08-02-00418).

Литература

1. Витинский Ю.И., Куклин В.Г., Обридко В.Н., Солнечные данные, №10, 1986.
2. Krainev M.B., VII Пулковская Международная конференция по физике Солнца, С.-Петербург, ГАО РАН, 2003, с.243.
3. Krainev M.B., Webber W.R., VII Пулковская Международная конференция по физике Солнца, С.-Петербург, ГАО РАН, 2003, с.249.
4. Krainev M.B., *Intern. J. Geomagn. Aeron.*, 2004, v.5, No.2, GI2004, doi:10.1029/2004GI000070, 5p.
5. Krainev M.B., Bazilevskaya G.A., *Adv. Space Res.*, 2005, v. 35, No.12, p.2124.
6. Krainev M.B., Webber W.R., Препринт №11, ФИАН, 2005.
7. Krainev M.B., Kalinin M.S., Webber W.R., *Proc.30th ICRC*, Merida, Mexico, v.1, 417-420, 2008.
8. Gieseler J., Heber B. et al., *Preliminary Proceedings 30th ICRC on CD*, Merida, Mexico, 2007.

МЕЖЗВЕЗДНЫЕ АТОМЫ ВОДОРОДА ВНУТРИ ГЕЛИОСФЕРЫ

Катушкина О.А.^{1,2}

¹Московский Государственный Университет им. М.В.Ломоносова, Москва

²Институт Космических Исследований РАН, Москва

INTERSTELLAR HYDROGEN INSIDE THE HELIOSPHERE

Katushkina O.A.^{1,2}

¹Lomonosov Moscow State University, Moscow

²Space Research Institute, Moscow

Abstract

The goal of the presented study is to clearly explore imprints of the heliospheric interface in the distribution of interstellar H atoms inside the heliosphere. To do this we compare results of two types of models for H atoms in the heliosphere. The first type is the advanced hot models that take into account effects of latitudinal variation of the solar wind and photoionization and solar cycle variations. The second type is the self-consistent Baranov-Malama type two component models of the solar wind interaction with the local interstellar medium. We start with comparison of the 2D stationary models. Outer boundary condition for the hot model is taken at a sphere of large radius that is close to the heliospheric termination shock distance in upwind. This study is extended to non-stationary and 3D models. Possibilities to apply different types of the hot models for analyses of different type of remote diagnostics are discussed

Введение

Солнечная система находится в частично-ионизованном локальном межзвездном облаке (ЛМО), которое движется относительно Солнца со скоростью $V_{\text{LIC}} \approx 26,4$ км/с (см. [1]). При этом плазменная компонента ЛМО (протоны и электроны) взаимодействует с плазмой солнечного ветра. Таким образом, с газодинамической точки зрения происходит взаимодействие сверхзвукового потока солнечного ветра с набегающим параллельным сверхзвуковым потоком локальной межзвездной среды (ЛМС). Образующаяся при этом структура носит название гелиосферного интерфейса, качественная картина которого изображена на рис. 1. Гелиопауза – контактная поверхность, отделяющая плазму солнечного ветра от плазмы локальной межзвездной среды. На гелиосферной и внешней ударных волнах происходит переход от сверхзвукового течения к дозвуковому плазменной компоненты солнечного ветра и межзвездной среды соответственно. Перечисленные три поверхности разрыва разделяют область гелиосферного интерфейса на четыре подобласти с существенно различными свойствами плазмы в них.

Наибольшее содержание в локальной межзвездной среде имеют атомы водорода. Они проникают глубоко в гелиосферу (т.е. область, занятую солнечным ветром) и эффективно взаимодействуют как с протонами солнечного ветра, так и с протонами ЛМС. Будучи измеренными в окрестности Солнца (например, на орбите Земли), атомы водорода могут дать су-

шественную информацию о свойствах ЛМС, а также о структуре гелиосферного интерфейса. Поэтому их детальное изучение имеет существенное значение для понимания физических процессов, происходящих в гелиосфере, а также для интерпретации различных экспериментальных данных.

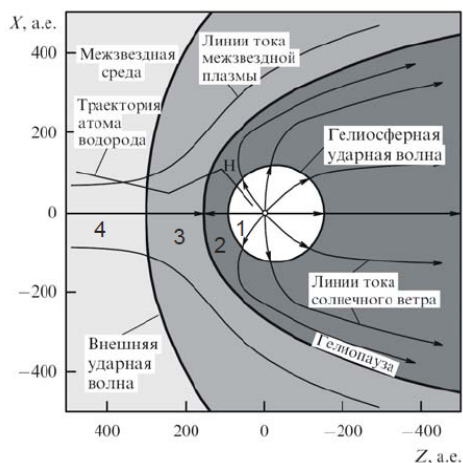


Рис. 1.
Качественная картина гелиосферного интерфейса.

Во время прохождения атомов водорода через область гелиосферного интерфейса происходит их перезарядка на протонах солнечного ветра и межзвездной среды ($\text{H} + \text{H}^+ = \text{H}^+ + \text{H}$). При этом образуется новый атом водорода, который имеет свойства протона – партнера по перезарядке. Принято различать четыре сорта атомов водорода, в зависимости от области их рождения. При этом функция распределения первичных межзвездных атомов на бесконечности (в межзвездной среде) считается максвелловской. А затем из-за процессов перезарядки эта функция изменяется, в результате чего в гелиосфере функции распределения атомов всех сортов существенно отличаются от максвелловской [2]. В 1993 г. в [3] была разработана первая самосогласованная кинетико-газодинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с двухкомпонентной (заряженная компонента и атомы водорода) локальной межзвездной средой. Модель Баранова-Малмы предполагает самосогласованное решение газодинамических уравнений Эйлера для заряженной компоненты с кинетическим уравнением Больцмана для нейтральных атомов во всей области взаимодействия. Результаты данной модели будут использоваться нами для построения уточненных граничных условий для функции распределения атомов водорода на гелиосферной ударной волне.

На протяжении многих лет для описания движения межзвездных атомов внутри гелиосферы использовалась так называемая классическая горячая модель [1]. В этой модели решается кинетическое уравнение для атомов водорода в области сверхзвукового солнечного ветра. Однако, эта модель имеет ряд существенных ограничений: рассматривается стационарная задача, не учитывается трехмерный характер задачи, связанный с гелиоширотной анизотропией параметров солнечного ветра, а также не учитывается существование области гелиосферного интерфейса. В предлагаемой в настоящей работе модели удалось отказаться от перечисленных ограничений.

Постановка задачи

Внутри гелиосферы атомы движутся под действием двух центральных и противоположно направленных сил – это сила гравитационного притяжения к Солнцу (\mathbf{F}_g) и сила радиационного отталкивания (\mathbf{F}_{rad}). Во время 11-летнего цикла солнечной активности результирующая сила, а значит и характеристики движения атомов изменяются, т.е. задача носит нестационарный характер. Также атомы подвергаются воздействию трех процессов ионизации - это перезарядка на протонах солнечного ветра, фотоионизация и ионизация электронным ударом. Все процессы ионизации носят нестационарный характер. Известно также, что поток солнечного ветра не является сферически-симметричным, наблюдается гелиоширотная анизотропия параметров солнечного ветра. Таким образом, с учетом всех описанных процессов, решается кинетическое уравнение Больцмана:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{F} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = -\beta(\mathbf{r}, t, \theta) \cdot f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \quad (1)$$

Здесь \mathbf{r} – радиус-вектор частицы; \mathbf{v} – скорость частицы; t – время, $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ – функция распределения атомов по скоростям; \mathbf{F} – результирующая сила; β – эффективная частота ионизации, равная сумме частот ионизаций трех рассматриваемых процессов; θ – гелиоширота (угол, отсчитываемый от направления набегающего потока межзвездной среды). Расчетной областью в данной задаче является внутренность сферы радиуса 90 а.е. с центром на Солнце. При этом вся расчетная область находится внутри области сверхзвукового солнечного ветра, а в направлении навстречу набегающему потоку межзвездной среды граница находится недалеко от гелиосферной ударной волны. Расчеты [2] показывают, что функции распределения атомов всех сортов на гелиосферной ударной волне существенно отличаются от максвелловской.

В настоящей работе мы использовали следующее приближение для функции распределения каждого из сортов:

$$f_s(\mathbf{r}, \mathbf{w}) = \frac{n_H}{c_x c_y c_z \pi^{3/2}} \exp\left(-\left(\frac{(v_x - w_x)^2}{c_x^2} + \frac{(v_y - w_y)^2}{c_y^2} + \frac{(v_z - w_z)^2}{c_z^2}\right)\right) \quad (2)$$

$$c_x = \sqrt{\frac{2kT_x}{m_H}}, \quad c_y = \sqrt{\frac{2kT_y}{m_H}}, \quad c_z = \sqrt{\frac{2kT_z}{m_H}},$$

где f_s – функция распределения на границе; \mathbf{w} – индивидуальная скорость атома; n_H – концентрация атомов; \mathbf{V} – вектор средней скорости атомов; T_x, T_y, T_z – компоненты тензора кинетической температуры. Все перечисленные параметры (концентрация, средняя скорость и температура) задаются на внешней сфере, зависят от гелиошироты, а их значения получены из результатов модели Баранова-Маламы.

Обсуждение результатов

В стационарном осесимметричном случае мы провели сравнение результатов, полученных в рамках нашей модели, с результатами классической горячей модели, а также с результатами модели Баранова-Маламы.

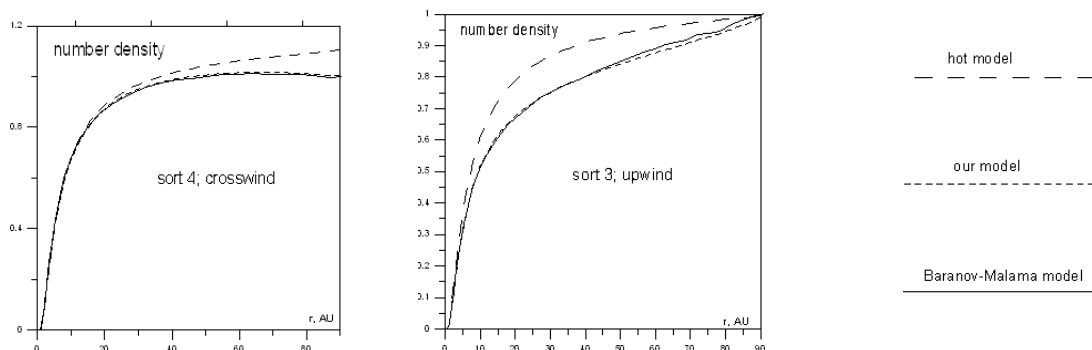


Рис. 2. Распределение концентрации атомов сорта 3 в направлении upwind (левая панель) и сорта 4 в направлении crosswind (правая панель) для трех различных моделей.

Для атомов сорта 4 (т.е. первичных межзвездных атомов) наблюдается очень хорошее совпадение результатов нашей модели с результатами Баранова-Маламы, в то время как для классической горячей модели есть существенные отличия (см. рис. 2). Это показывает, что для анализа измерений параметров межзвездных атомов внутри гелиосферы (в частности для измерений по рассеянному Лайман-альфа излучению) необходимо учитывать зависимость распределения атомов от гелиошироты, а использование классической горячей модели может привести к ошибкам в интерпретации экспериментальных данных. Однако, для вторичных атомов (введенные выше сорта 2 и 3) хороших совпадений наших результатов с результатами Баранова-Маламы не достигается. Это вероятнее всего связано с видом граничного условия, используемого в нашей модели. Формула (2) недостаточно точно описывает реальную функцию распределения атомов сортов 3 и 2 на внешней сфере. Поэтому планируется использовать в качестве граничного условия функцию распределения, непосредственно рассчитанную по модели Баранова-Маламы. В результате, получившаяся модель будет наиболее полно описывать поведение атомов водорода внутри гелиосферы с учетом различных физических процессов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 07-02-01101-а, 06-02-72557-НЦНИЛ_а.

Литература

1. "The Physics of the Heliospheric Boundaries" (Eds. V. Izmodenov and R. Kallenbach). ESA Publication, Scientific Reports of International Space Science Institute (Bern, Switzerland), vol. 5, 2006.
2. *Izmodenov, V.*, Velocity Distribution of Interstellar H Atoms in the Heliospheric Interface, *Space Science Reviews* 97(1/4), 385-388, 2001.
3. *Baranov, V., Malama, Y.*, Model of the solar wind interaction with the local interstellar medium - Numerical solution of self-consistent problem, *J. Geophys. Res.* 98, 15157-15163, 1993.

ОСОБЕННОСТИ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЦА И АКТИВНЫХ ПОЗДНИХ ЗВЕЗД

Кацова М.М.

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

ROTATION OF THE SUN AND ACTIVE LATE-TYPE STARS

Katsova M.M.

Sternberg State Astronomical Institute, Moscow, Russia

Abstract

Results of study of rotation of the Sun as a star are generalized and they are compared with ones for low-mass late-type stars.

В нашей работе [1] детально исследовано место солнечной активности среди процессов, наблюдаемых на поздних звездах. Среди 111 звезд НК-проекта, для которых проводился мониторинг долговременной переменности хромосферного излучения, выявлены F – G звезды с высокой, но нерегулярной активностью, G – K объекты с циклами и красные карлики с сильно различающимся уровнем развития корональных процессов. Солнце, хотя и входит в группу звезд с циклами, имеет некоторые особенности. Частично эти особенности связаны с тем, что сидерический период вращения Солнца 25.4 дня меньше характерных для K звезд с циклами периодов 35 – 48 дней. Такое различие может быть связано как с возрастом звезд, так и с некоторым отличием спектральных классов (т.е. масс).

Продолжение этих исследований [2, 3] показало, что у некоторых из звезд НК проекта вращение хромосферных неоднородностей на протяжении нескольких лет происходит медленнее, чем среднее вращение звезды. Поскольку при изучении вращения Солнца и звезд используются разные методы, прямое сравнение результатов оказывается практически невозможным. Для адекватного сопоставления выводов о вращении Солнца и звезд предложен следующий подход. База данных о яркости солнечной короны за пять циклов представлены в виде ежедневных значений полного (лимб+диск) потока в зеленой линии. Для этого кэррингтоновская карта яркостей на центральном меридиане, представленная в базе данных Ю.Сикоры, была свернута для оценки яркости всей короны в данный день. Тем самым был введен новый корональный индекс “The Green Line Sun” (GLSun), в первом приближении учитывающий изменение площади площадки размером 5° по широте и 13° по долготе в зависимости от ее координат на сфере:

$$GLSun = \sum \sum B(\varphi_n) \cos \varphi_n \cos \lambda_m = \sum \sum B(5^\circ n) \cos 5^\circ n \cos 13^\circ m,$$

где $V(\varphi_n)$ – яркость короны, и n меняется в пределах от -14° до $+14^\circ$, а m – от -7° до $+7^\circ$. Иначе говоря, предполагается, что основной вклад в яркость всего Солнца вносят области, располагающиеся не выше 70° по широте. Этот индекс выражен в абсолютных корональных единицах яркости (а.к.е.). Он основан только на наблюдениях, сглаженных с окном в 3 суток, и не зависит от каких-либо модельных представлений. По сравнению с известным индексом Рыбанского, величины GLSun более точно учитывают вклад и активных областей и участков над нейтральной линией крупномасштабного магнитного поля, в общее излучение короны Солнца как звезды. Изменения GLSun на протяжении 55 лет представлены на рис.1 (внизу). Значение индекса 10^4 примерно соответствует полной светимости короны Солнца как звезды 10^{24} эрг/с.

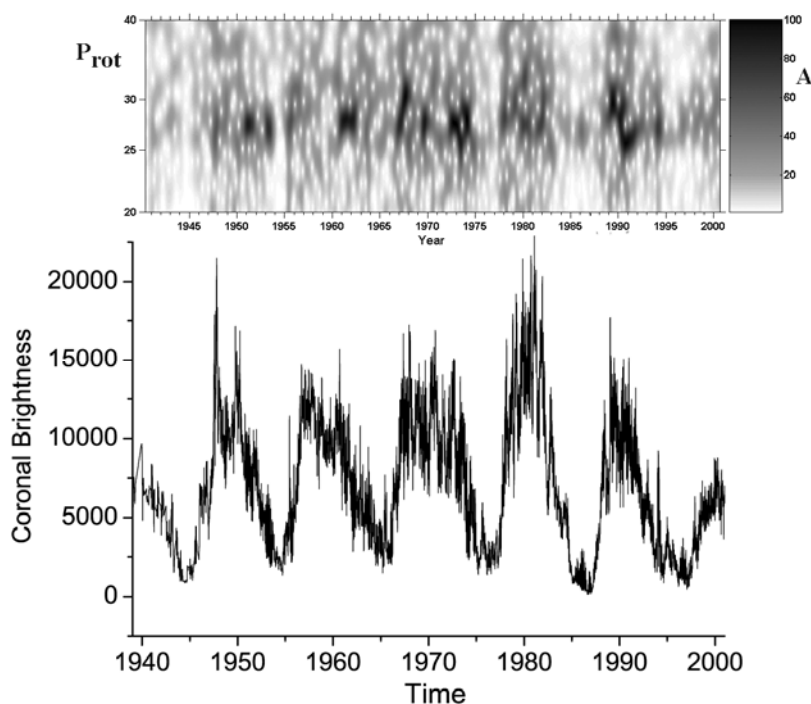


Рис. 1. Диаграмма период-время для ряда GLSun. Максимальное значение вейвлет-амплитуды A принято за 100. Периоды вращения P_{rot} выражены в днях с разрешением 0.01 сут, разрешение по времени – 28 дней.

Полученный временной ряд GLSun проанализирован тем же методом, который использован в [2] для звезд. Распределение вейвлет-амплитуд приведено на рис. 1 (вверху). Основной период синодического вращения 27.2 суток проявляется отчетливо как на этом рисунке $A(P_{rot})$, так и на соответствующей зависимости фазы выявляемой периодичности от времени для всех эпох с 1939 по 2001 гг. В распределении амплитуд всего временного ряда (свыше 22500 значений), которое является аналогом спектра мощности Фурье, основной пик приходится на $P_{rot} = 27.16^d \pm 0.034^d$.

На рис. 1 видно, что в некоторые эпохи периоды вращения существенно превосходят среднее значение $\langle P_{rot} \rangle$, а иногда опускаются ниже него. Такие изменения P_{rot} проявляются в то время, когда вейвлет-амплитуды A велики, т.е. когда присутствует вращательная модуляция сигнала. Здесь эпохи изменения P_{rot} соответствуют высокой солнечной активности. Более

медленное вращение выявляется близ максимума цикла и присутствует в течение нескольких лет. Наиболее отчетливо они выражены в 20 и 22 циклах, в то время, как количество дней, когда корональные наблюдения проводились (а не интерполировались), в более ранние эпохи было, по-видимому, недостаточным, чтобы выявить обсуждаемый эффект. Эти результаты можно истолковать как существование «волны» $P_{\text{rot}}(t)$ при высокой активности, причем наиболее быстрое экваториальное вращение проявляется в каждом цикле только на короткое время.

Регулярные изменения периода вращения от максимального значения 30-31 день к среднему проявляются в каждом цикле по-разному. Для их изучения были построены спектры мощности для каждого года. Обычно в области вращения основным является 27-дневный пик, а вторая вершина, соответствующая более медленному вращению, оказывается ниже. Однако в той или иной степени более медленное вращение надежно выявляется на протяжении нескольких лет - и его вклад в общий спектр мощности меняется регулярно от года к году.

Сразу же видно, что «волна» изменения периодов вращения появляется в те годы, которые близки к эпохе переполюсовки. Эволюция магнитного момента глобального диполя Солнца рассмотрена в работе [4], где показано, что как величина момента, так и его вертикальная и горизонтальная компоненты регулярно изменяются в ходе цикла, никогда не исчезая совсем. Горизонтальная компонента проявляется в каждом цикле в периоды высокой активности, близкие к эпохам переполюсовки (рис. 2). Вейвлет-анализ измерений общего магнитного поля ОМП (поля Солнца как звезды), проведенный в [4], показал, что, наряду с основным периодом вращения ОМП, близкого 27.0 дням, вблизи максимума активности проявляются неоднородности, вращающиеся медленнее.

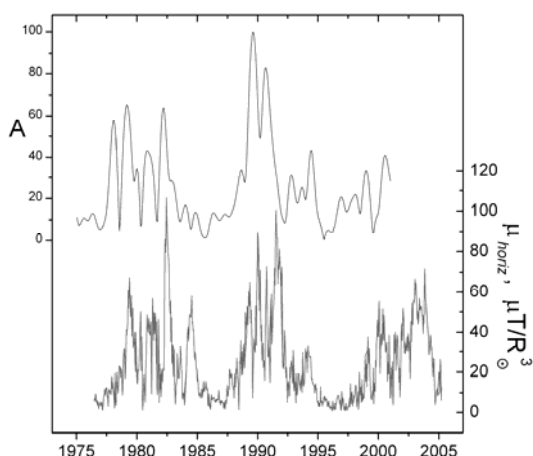


Рис. 2. Нижняя кривая – изменение магнитного момента глобального горизонтального диполя, в микротеслах. Верхняя кривая – изменение нормированной вейвлет амплитуды со временем. Разрез рис. 1 при периоде вращения 30.0 суток.

Связь обсуждаемого выше эффекта изменения периодов с глобальным магнитным полем иллюстрируется на рис. 2, где сопоставлено изменение вейвлет амплитуды ряда GLS для периода $P_{\text{rot}} = 30.0$ дней и магнитного момента горизонтальной компоненты глобального магнитного диполя.

Полное изменение периодов длится несколько дольше, чем переполюсовка, охватывая также и стадию наклонного ротатора.

Вышеописанные результаты для Солнца подтвердили основные выводы, полученные Бадалян и др. [5] при изучении вращения короны в различных интервалах широт по той же базе данных Ю. Сикоры. Наиболее существенным общим выводом является то, что дифференциальное вращение на фазе роста цикла и в максимум сменяется практически твердотельным к середине фазы спада. Наше рассмотрение Солнца как звезды позволяет оценить степень дифференциальности его вращения относительно звезд величиной $\Delta\Omega/\langle\Omega\rangle = -0.12$. Эта оценка соответствует разнице периодов медленного и быстрого вращения в 4 суток и приведенному выше среднему периоду вращения относительно Земли 27.16 дней.

Возвращаясь к результатам для звезд, следует отметить, что общая картина распределения вейвлет-амплитуд подобна тому, что изображено на рис.1 – медленное вращение выявляется при высокой активности. Однако этот результат относится не к звездам с хорошо выраженными циклами (что характерно и для Солнца), а к звездам с менее регулярной, но более высокой хромосферной активностью. Так, например, у звезды HD 115404 (K1 V) с периодом осевого вращения 18.5 дня, степень дифференциальности $\Delta\Omega/\langle\Omega\rangle = -0.14$. Вторая звезда HD 149661 (K0 V) с $\langle P_{\text{rot}} \rangle = 21.3$ дня характеризуется примерно вдвое меньшей величиной $\Delta\Omega/\langle\Omega\rangle = -0.074$. Сопоставляя результаты, полученные для этих звезд и Солнца, можно заключить, что крупномасштабные поля на таких звездах проявляются настолько отчетливо, что на определенных фазах цикла формируют активные долготы. Подобного эффекта не удалось выявить у звезд с циклами, и причины этого до конца не ясны. Хотя на Солнце представлены различные масштабы магнитных полей, крупномасштабные поля регулируют развитие активности. Иначе говоря, Солнце еще не вышло на асимптотический режим динамо с регулярной циклической активностью, когда небольшое количество областей с локальными магнитными полями распределено более или менее равномерно в пределах зоны королевских широт. С другой стороны, нельзя забывать, что ось вращения звезд может быть ориентирована относительно наблюдателя иначе, чем солнечная, поэтому высокоширотные области могут влиять на переменность излучения внешних слоев атмосферы.

Работа выполнена в рамках гранта НШ 1685.2008.2.

Литература

1. М.М. Кацова, М.А. Лившиц 2006, Астрон. журн. 83, 649.
2. М.М. Кацова, Вл.В. Бруевич, М.А. Лившиц 2007, Астрон. журн. 84, 751.
3. М.М. Katsova, М.А. Livshits, W. Soon, D.D. Sokoloff 2008, in: CS15, St-Andrews, in press.
4. И.М. Лившиц, В.Н. Обридко 2006, Астрон. журн. 83, 1031.
5. О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко, Ю. Сикора. 2006, Астрон. журн. 83, 352.

МАГНИТОГИДРОСТАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КОЛЬЦЕВОГО ВОЛОКНА НА СОЛНЦЕ

Киричек Е.А., Соловьев А.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

MAGNETOHYDROSTATIC MODEL OF RING FILAMENT ON THE SUN

Kirichek E.A., Solov'ev A.A.

Main (Pulkovo) astronomical observatory of RSA

Abstract

New magnetohydrostatic model of axial symmetric dense and cold ring filament lying horizontally in the solar corona is presented. The magnetic structure of filament is given by two arbitrary chosen functions (poloidal magnetic flux and toroidal current), and thermodynamic parameters (pressure, density, temperature) are calculated. The plasma of the filament is hundred times more dense and cooler than the gas of surrounding solar corona.

В космической плазме, плазме Солнца часто встречаются долгоживущие квазистационарные магнитные структуры, в которых движения плазмы не играют заметной роли, и потому для их описания можно применять магнитостатические модели. На Солнце это, в частности, – пятна и волокна. Эволюция этих активных образований зачастую происходит достаточно медленно, на временах сильно превышающих время установления равновесия в системе, поэтому такие процессы можно описывать как прохождение системой непрерывной последовательности равновесных состояний, обусловленное изменением некоторых «управляющих» параметров. Этим определяется актуальность и значимость магнитогидростатики как одного из важных разделов солнечной МГД.

В тех случаях, когда можно пренебречь влиянием силы тяжести, уравнения магнитостатики

$$0 = -\nabla P + \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] - \rho \nabla U; \quad \text{div} \mathbf{B} = 0$$

упрощаются, и осесимметричная равновесная конфигурация поля и плазмы в цилиндрической системе координат описывается уравнением Града-Шафранова [1]:

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -16\pi^3 r^2 \frac{dP}{d\psi} - \frac{8\pi^2}{c^2} \frac{dJ^2}{d\psi}, \quad (1)$$

где $P(\psi)$ - газовое давление, $J(\psi) = \int_0^r j_z 2\pi r dr$ - продольный ток. Зависимости

$P(\psi)$ и $J(\psi)$ задаются произвольно, после чего уравнение (1) решается относительно магнитного потенциала ψ , с помощью которого вычисляются

компоненты магнитного поля. Обычно $P(\psi)$ и $J(\psi)$ выбираются так, чтобы правая часть (1) была линейной по ψ , хотя имеются и нелинейные решения этого уравнения (например, [2]).

Мы в данной работе рассмотрим модель кольцевого магнитного волокна, располагающегося горизонтально в солнечной атмосфере (Рис. 1).

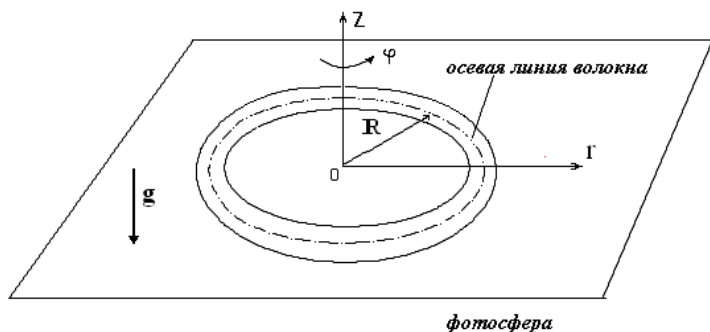


Рис. 1. Схематическое изображение кольцевого волокна, расположенного горизонтально над фотосферой. OZ – ось симметрии, R – радиус кривизны осевой линии волокна, \mathbf{g} – ускорение силы тяжести. Система координат – цилиндрическая: r, φ, z .

Кольцевые волокна изучались давно (например, [3]). Макаров и Филиппов [4] предложили модель кольцевого волокна в приполярной зоне Солнца, но в их модели учтена только магнитная сила; ни давления, ни плотности, ни температуры газа в волокне модель не содержит, поскольку члены с градиентом давления и силой тяжести в уравнении равновесия отброшены. Поэтому трудно судить, какое отношение модель [4] имеет к более плотным и холодным, чем корона, волокнам на Солнце. Можно построить модель кольца, используя обобщенное уравнение Града-Шафранова [5] на случай, когда учитывается внешняя сила – поле тяжести. Но тогда в уравнении для ψ появится член $4\pi U \frac{\partial \rho(\psi)}{\partial \psi}$, где U – гравитационный потенциал, а плотность зависит только от потенциала ψ , хотя физически очевидно, что в однородном поле силы тяжести она должна зависеть и от z ! Единственный выход – считать среднюю несжимаемой $\rho = const$. Такую модель мы построили, она дает падение давления (и соответственно, температуры) на оси волокна, но условие несжимаемости не позволяет описать значительную концентрацию плазмы в волокне, что является его наиболее характерным признаком.

Тогда мы обратились к работе [6], где показано, что параметры ρ, P, \mathbf{B} произвольной осесимметричной равновесной конфигурации плазмы во внешнем поле с потенциалом U в цилиндрических координатах (далее считаем $U=U(z)$) выражаются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned}
 B_\varphi &= \Omega(\psi)/r; & B_r &= -\psi_z/r; & B_z &= \psi_r/r; \\
 -4\pi P &= (\Omega^2 + \psi_r^2)/2r^2 + \int_0^r r^{-3}\Omega^2 dr + \int_0^r r^{-2}\psi_{zz}\psi_r dr; \\
 4\pi U_z \rho &= \left[\frac{\psi_r^2 + \psi_z^2}{2r^2} + \int_0^r r^{-3}\Omega^2 dr + \int_0^r r^{-2}\psi_{zz}\psi_r dr \right]_z - \frac{\psi_z}{r} \left(\frac{\psi_r}{r} \right)_r;
 \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь продольный ток $\Omega(\psi)$ и магнитный потенциал $\psi(r, z)$ - произвольные функции своих аргументов. Их следует выбирать, исходя из каких-то дополнительных соображений. (Магнитоэстатическая задача вообще, как известно [1], недоопределена, в ней всегда остается произвол в выборе некоторых функций). Если продольный ток и магнитный потенциал заданы, то для давления и плотности, согласно (2), уже имеем готовые квадратурные формулы. Никаких дифференциальных уравнений второго порядка в частных производных, типа (1), здесь решать не нужно! В этом огромное преимущество нового подхода к решению магнитоэстатической задачи. Проблема только в том, что при неудачном выборе $\Omega(\psi)$ и $\psi(r, z)$ можно получить для ρ, P решения, в которых эти величины в некоторой части пространства оказываются отрицательными, что не имеет физического смысла. Фактически, выбор $\Omega(\psi)$ и $\psi(r, z)$ ограничен только этими соображениями. (Кроме, разумеется, необходимого требования соответствия получаемых распределений реально наблюдаемым!) В безразмерных переменных

$$\begin{aligned} r = r_0 x; \quad z = r_0 y; \quad U = U_0 u(y); \quad \psi = r_0^2 h A(x, y); \quad \Omega = r_0 h \omega(A); \\ \mathbf{B} = h \mathbf{H}; \quad P = P_0 \Pi(x, y); \quad \rho = \rho_0(y) \mathfrak{R}(x, y) \end{aligned} \quad (3)$$

где $P_0 = h^2 / 8\pi$, $\rho_0(y) = h^2 / (4\pi U_0 u'(y))$, формулы (2) переписутся в виде:

$$\begin{aligned} H_\varphi = \omega / x; \quad H_r = -A_y / x; \quad H_z = A_x / x; \\ \Pi = \Pi_0(y) - (\omega^2 + A_x^2) / x^2 - 2 \int_0^x [x^{-3} \omega^2 + x^{-2} A_{yy} A_x] dx; \\ \mathfrak{R} = -\frac{\Pi'_0}{2} - \frac{A_y}{x} \left(\frac{A_x}{x} \right)_x + \left[\frac{A_x^2 + A_y^2}{2x^2} + \int_0^x [x^{-3} \omega^2 + x^{-2} A_{yy} A_x] dx \right]_y \end{aligned} \quad (4)$$

Рассмотрим простой случай линейной связи $\omega(A)$ и разделения переменных в функции $A(x, y)$: $A = X(x)Y(y)$, $\omega = \omega_0 A$ ($\omega_0 = const$). Рабочие формулы примут вид:

$$\begin{aligned} H_\varphi = \omega_0 XY / x; \quad H_r = -XY' / x; \quad H_z = XY / x; \\ \Pi = \Pi_0(y) - Y^2 X'^2 / x^2 - (\omega_0^2 Y^2 + YY'') (2J(x) + X^2 / x^2); \\ \mathfrak{R} = -\frac{\Pi'_0}{2} + YY' \left\{ X'^2 / x^2 - (X'/x)' X/x + 2\omega_0^2 J \right\} + YY'' \left[J - \frac{X^2}{2x^2} \right] + YY''' \left[J + \frac{X^2}{2x^2} \right]; \end{aligned} \quad (5)$$

где $J(x) = \int_0^x X^2(x) x^{-3} dx$. Теперь осталось задать структуру магнитного потенциала, т.е. геометрическую форму магнитных поверхностей, определив конкретные функции $X(x)$ и $Y(y)$. Примем периодическую структуру магнитного потенциала по высоте (т.е. в новых переменных – по y)

$$Y = -a \sin(\omega_0 y) \quad (6)$$

и выделим один период. Радиальную зависимость (в безразмерных переменных - зависимость по x) потенциала зададим кусочно-гладкой функцией:

$$X(x) = 0 \text{ при } x < 5, \\ X(x) = (x - 5)^4 \exp(-0.001(x - 5)^6) \text{ при } x \geq 5. \quad (7)$$

Распределение (7) означает, что поле отсутствует внутри кольца радиуса 5, далее резко растет и затем плавно спадает до нуля при больших x .

Результаты расчетов по формулам (5)-(7) представлены на рис. 2.

Замечателен профиль температуры газа в волокне (она рассчитывалась из уравнения состояния идеального газа по найденным профилям давления и плотности): в волокне T почти на два порядка ниже, чем в окружающей среде (короне) и распределение $T(r)$ практически однородно по сечению волокна, что очень похоже на реальный объект, при том, что профиль плотности достаточно острый, а профиль давления - двугорбый.

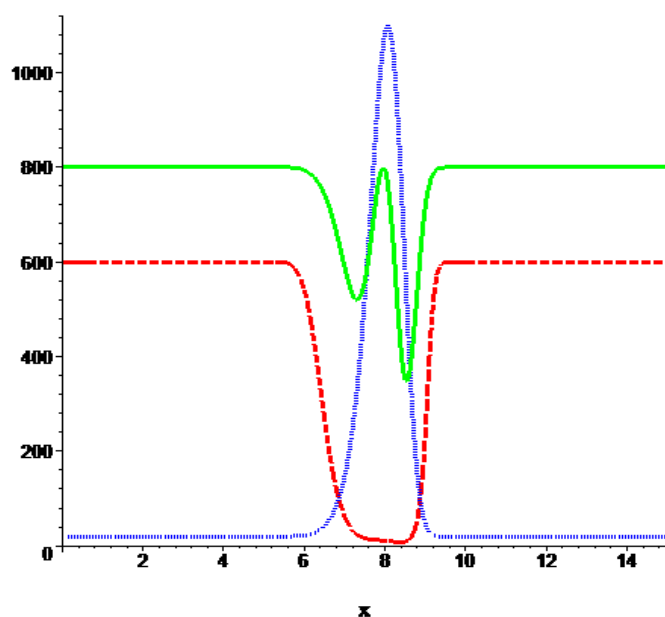


Рис 2. Распределение в теле волокна, около его осевой линии $r = R$, термодинамических параметров плазмы: давления (сплошная линия, двугорбая кривая), плотности (штриховая линия, острый пик) и температуры (пунктирная линия, кривая с плоским дном).

По вертикальной оси отложены условные безразмерные единицы. Видно, что плотность и температура меняются в волокне по сравнению с окружающей короной в сто и более раз соответственно, а давление – всего в два раза. Это хорошо согласуется со свойствами солнечных волокон.

В представленном решении кривизна волокна мала ($x > 5$), поэтому его можно использовать и для описания относительно прямых волокон.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика спл. сред, М. Физматлит. 2003. - 343.
2. Соловьев А.А., Астрон. журн. 1982 **59**. №2. 380-388.
3. Кушнир М.В., Пятницкий В.С., Соловьев А.А. Солн. данные, 1984, №4. 79-84.
4. Makarov V.I., Fillipov B P. Solar Phys. 2003, **214**, n.1 p. 55-63.
5. Tsinganos K.C. Ap.J. 1981, **245**, 764-782.
6. Шаповалов В.Н., Шаповалова О.В. К вопросу о стационарных инвариантных конфигурациях идеальной плазмы // Изв. Вузов. Физика.- 2003. т. 46, №2, с.74-76.

СКЕЙЛИНГОВЫЕ И ТОПОЛОГИЧЕСКИЕ ПРЕДВЕСТНИКИ X-ВСПЫШЕК ПО MDI ДАННЫМ

Князева И.С., Мильков Д.А., Макаренко Н.Г.

Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

SCALING AND TOPOLOGICAL PRECURSORS OF X-FLARES FROM MDI DATA

Knyazeva I.S., Milkov D.A., Makarenko N.G.

The Central Astronomic Observatory RAS, St. Petersburg, Russia

Abstract

Our research is based on analyzing of Active Regions (AR) with using of MDI magnetogram data. The main approach which was used is computational topology method. With this method the numeral characteristics, so called Betti numbers, of magnetic field topology were computed. We obtained that the Betti numbers variations of X-flare AR are very different from flare-quiet AR.

Эта статья продолжает цикл наших работ [1-3], посвященных анализу геометрии и топологии магнитного поля по Michelson Doppler Imager (MDI). Мы преследуем две цели: (1) описание динамической эволюции активных областей (АО) в рамках геометрических и топологических инвариантов, извлеченных из MDI-данных, и (2) поиск предвестников сильных солнечных вспышек в контексте этих инвариантов.

Основная идея описания эволюции АО заключается в следующем. MDI представляет собой цифровое изображение, т.е. дискретную функцию яркости $I(\mathbf{x}): R \times Z \times Z \rightarrow R$, заданную на решетке целочисленных координат $\mathbf{x} \in Z \times Z$, где «уровнями серого» кодируются значения радиальной B_z компоненты магнитного поля. Известно, что магнитные числа Рейнольдса в фотосферных полях достигают значений $\sim 10^8$, что соответствует состоянию полностью развитой турбулентности [4,5]. Следовательно, основные характеристики поля должны асимптотически удовлетворять степенным законам [6]. Так, для достаточно малой области Δ напряженность поля допускает аппроксимацию $\int_{\Delta} |\nabla B| d\mathbf{x} \sim r^\alpha$, где $r = |\Delta|$. Свойства масштабной инвариантности наследуются и в текстуре цифрового изображения. Точнее, определим меру Радона в компактной области $A \in Z \times Z$ с размером $|A| = r$ как [6]:

$$\mu(A) = \int_A |\nabla I(\mathbf{x})| d\mathbf{x} \quad (1)$$

Тогда:

$$\mu(A) \sim r^{h(\mathbf{x})}, \quad (2)$$

где $h(\mathbf{x})$ называют *Гельдеровскими показателями* регулярности меры [2,3]. Следовательно, преобразование $I(\mathbf{x}) \rightarrow h(\mathbf{x})$ позволяет описать геометрию магнитограммы в масштабно-инвариантных переменных. Уместно заметить, что Гельдеровский показатель $h(\mathbf{x}) = \log \mu(A) / \log \|\mathbf{x}\|$ допускает следующую физическую интерпретацию. Магнитные трубки, образующие АО, возникают на «дне» конвективной зоны и находятся в состоянии магнитостатического равновесия: $d/dz(p + B^2/2\sigma) = -\rho g$, где выражение в скобках - сумма термодинамического p и магнитного $B^2/2\sigma$ давления, σ - магнитная проницаемость, ρ - плотность и g - ускорение силы тяжести. Условия всплытия трубки на уровень фотосферы определяется величиной [7]: $h_b = -d \log(B)/dz$, т.е. в предположении локальной изотропии, $h_b \sim h(x)$, с точностью до выбора логарифмической шкалы. Поэтому, сингулярные многообразия [6] $h(\mathbf{x}) = h$, т.е. линии уровня Гельдеровских карт, можно интерпретировать как зоны различной «плавучести». Сингулярные многообразия $F_h = \{\mathbf{x} | h(\mathbf{x}) = c\}$ характеризуют их фрактальной размерностью $D(h) = \dim F_h$. Если степенной закон (2) выполняется (статистически) в достаточно широком диапазоне масштабов, график $(h, D(h))$, который называют *мультифрактальным спектром*, является выпуклой кверху функцией, т.е. $D''(h_{\max}) < 0$. Существуют многочисленные попытки (см. например, [4,5]) в рамках известной гипотезы о всплывающем магнитном потоке в АО использовать изменение формы спектра во времени как предвестник солнечных вспышек. Однако, наши эксперименты со спектрами, полученными с помощью емкостей Шоке [1,2], не убеждают в существовании надежной статистической связи между вариациями $(h, D(h))$ и вспышками [3].

Не исключено, однако, что поток, предвещающий вспышку, может быть обнаружен в изменении топологических характеристик цифрового изображения. Действительно, дополнительное поле потока должно менять существующий баланс в текстурных паттернах АО. В качестве дескрипторов текстуры мы использовали топологические инварианты – числа Бетти – и методы вычислительной топологии [8] для их вычисления.

Для того чтобы пояснить идею, рассмотрим Рисунок 1. Контур (или цикл) на Рис. 1А является границей заштрихованной области: он может быть стянут в точку непрерывной деформацией. Цикл на Рис. 1В, напротив, границей не является: он может быть стянут только к «дыре» - белому пикселю в центре. Число независимых циклов, не являющихся границами, определяет так называемое 1-мерное число Бетти β_1 . Число компонент связности, образованное пикселями выбранного цвета, определяет 0-мерное число Бетти β_0 . В нашем примере $\beta_0 = 1, \beta_1 = 1$, если белый цвет

считать фоном. Для «негативного» изображения (фон – серые пиксели) мы получим $\beta_0 = 1, \beta_1 = 0$.

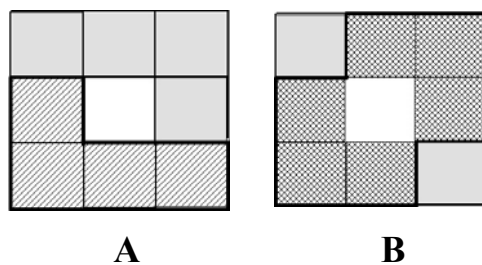


Рис. 1.

Формально, в теории гомологий [8] рассматривают Абелеву группу p -цепей C_p , где $p=0$ - точки; $p=1$ - ребра и $p=2$ - клетки. Ее подгруппа $Z_p \subset C_p$ состоит из циклов, то есть цепей с нулевыми границами. Подгруппой Z_p являются границы $B_p \subset Z_p$, т.е. p -циклы, являющиеся границами $p+1$ -цепей. Числа Бетти β_p являются тогда рангами факторгруппы $H_p = Z_p/B_p$.

Для сечения магнитограммы плоскостью раздела полярностей, пиксели черного цвета соответствуют N -полю, а белые пиксели S -полю. Можно предположить, что для «спокойной» АО разности чисел Бетти, подсчитанные для негатива и позитива MDI-изображений, должны колебаться относительно среднего уровня. Всплытие дополнительного потока, предшествующего вспышке, может приводить к заметному дисбалансу полярности, и, следовательно, проявляться в вариациях чисел Бетти.

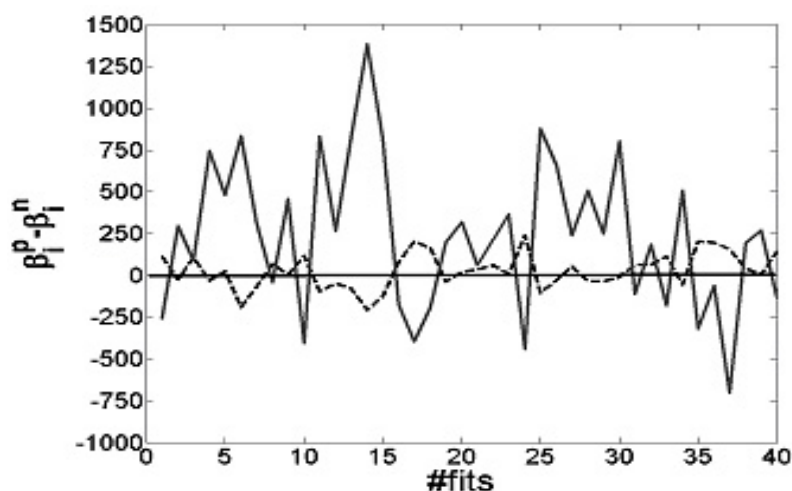


Рис. 2. Пунктир - β_0

Результаты

Мы использовали MDI-данные [9] для выборки АО и пакет SNumP [10] для получения оценок чисел Бетти и действительно обнаружили ожи-

даемый эффект всплытия потока для некоторых АО. На Рис.2 приведены разности $\beta_i^p - \beta_i^n, i=1,2$ для вспышечно-спокойной области (АО10923). Разности (позитив-негатив) ведут себя приблизительно симметрично в интервале времени продолжительностью ~ 60 часов.

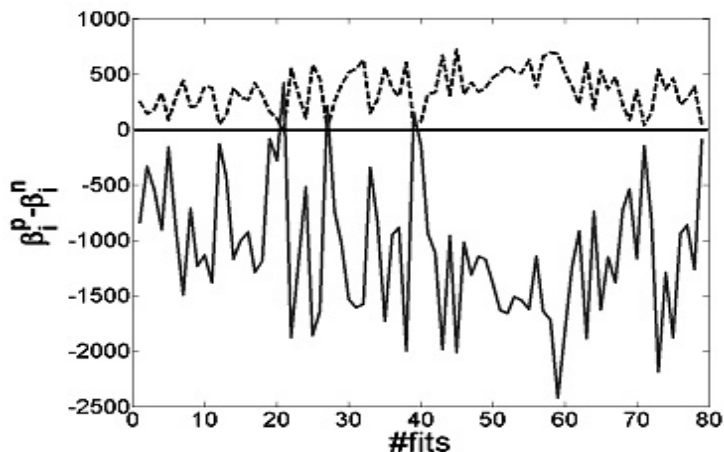


Рис. 3. Пунктир - β_0 .

Поведение разностей для вспышечной области (АО10930) совершенно иное: дисбаланс топологии (см. Рис.3) появился за 70 часов до вспышки. Мы нашли аналогичный эффект еще в 4-х случаях. Если он подтвердится на более состоятельной выборке АО, топологический предиктор может оказаться весьма полезным в арсенале мониторинга солнечных вспышек.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-00379.

Литература

1. Макаренко Н.Г., Круглун О.А., Каримова Л.М. // Тр. X Пулковской конф. по физике Солнца, Санкт-Петербург, 2006, 31.
2. Макаренко Н.Г., Круглун О.А., Мухамеджанова С.А. // Тр. XI Пулковской конф. по Физике Солнца. Санкт-Петербург, 2007, 235.
3. Круглун О.А., Каримова Л.М., и др. // Солнечно-земная физика, 2007, **10**, 32.
4. Salakhutdinova I.I., Golovko A.A. // Solar Physics. 2005. **225**, 59.
5. Conlon P.A., Gallagher P.T., et al. // Solar Physics. 2007. **241**, 67.
6. Turiel A., Parga N. // Neural Computation 2000. **12**, 763.
7. Acheson D.J. // Solar Physics. 1979. **62**, 23.
8. Kaczynski, K. Mischaikow, M. Mrozek, Computational Homology Springer-Verlag, 2004.
9. <http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>
10. <http://chomp.rutgers.edu>

КОРОНАЛЬНАЯ СЕЙСМОЛОГИЯ КАК МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ПЛАЗМЫ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

Копылова Ю.Г.¹, Степанов А.В.¹, Цап Ю.Т.^{1,2}

¹ГАО РАН, СПб, Россия

²НИИ КрАО, п. Научный, Украина

CORONAL SEISMOLOGY AS A TOOL OF THE PLASMA DIAGNOSTIC OF STELLAR FLARES

Kopylova Yu.G.¹, Stepanov A.V.¹, Tsap Yu.T.^{1,2}

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine

Abstract

Since the emission sources cannot yet be resolved on flare stars due to their great distances the indirect techniques including a large number of unknown parameters are commonly invoked to diagnose stellar loops. Substantial progress in this direction can be made by analyzing the fine temporal structure of the emission from stellar flares. Observations of oscillations in coronal loops on the Sun raised a new area in astronomy called “coronal seismology” which is based on the assumption that modulation of the flare emission occurs due to excitation of the coronal loop eigenmodes. On the basis of the coronal seismology methods and solar-stellar analogies three flare events at red dwarfs accompanied by the emission pulsations are analyzed. The pulsations we attribute to the radial FMA and SMA oscillations of the flare loops depending to the oscillation period value. The estimations of sizes of coronal loops, the temperature and density of coronal plasma, as well as estimation of magnetic field strength are obtained.

Согласно современным представлениям, вспышечная активность Солнца и звезд обусловлена энерговыделением в магнитных корональных арках. Ввиду больших расстояний разрешить корональные арки звезд не удастся, поэтому для определения их параметров приходится прибегать к различным косвенным методам, например, к использованию законов подобия, следующих из рассмотрения баланса энергии в петлях. Такой подход, однако, зачастую приводит к противоречивым результатам, что предполагает необходимость привлечения независимых методов диагностики плазмы. Так, в зависимости от принятых ограничений оценки длин корональных арок варьируют от нескольких звездных радиусов до их десятых долей, разброс в оценках концентрации также составляет пять порядков. Значительный прогресс в данном направлении достигнут благодаря привлечению методов корональной сейсмологии, основанных на солнечно-звездных аналогиях.

Из наблюдений следует, что в некоторых случаях на плавную кривую блеска вспыхивающих звезд накладываются квазипериодические пульсации с периодами от нескольких секунд до нескольких минут. Для анализа пульсаций необходимо знать механизм вспышечного излучения, который в значительной степени определяется диапазоном наблюдений. Согласно общепринятому вспы-

шечному сценарию в магнитной арке накапливаются ускоренные частицы, ответственные за микроволновое излучение вспышек. Вследствие процессов рассеяния они высыпаются в ее основания, вызывая нетепловое тормозное излучение в жестком рентгеновском и оптическом диапазонах. Наиболее горячая часть хромосферной плазмы заполняет собой арочные структуры, которые высвечиваются в ультрафиолетовом и в мягком рентгеновском диапазонах посредством тормозного теплового механизма излучения. За модуляцию излучения могут быть ответственны собственные моды колебаний корональной арки, сопровождающиеся возмущением плотности, т.е. ММЗ и БМЗ радиальные колебания. Определяет выбор моды значение периода обнаруженных пульсаций излучения, для секундных пульсаций обычно привлекают БМЗ радиальные колебания, для более долгих периодов ММЗ-моды.

Быстрые магнитозвуковые (БМЗ) радиальные колебания. Долгое время звездная природа пульсаций излучения звездных вспышек оставалась под вопросом ввиду возможных инструментальных и атмосферных эффектов. В 1998 году были проведены синхронные наблюдения трех вспышек на звезде EV Lac на 4 различных оптических инструментах, что позволило обнаружить синфазные колебания с периодами от 10 до 30 с [1]. Это убедительно показало, что колебания излучения звездных вспышек реально существуют. При проведении диагностики плазмы вспышечной петли мы воспользуемся соотношениями:

$$T \approx 1.2 \times 10^{-8} \frac{\tilde{r}^2 \beta}{T_p^2 \chi}, n \approx 3.49 \times 10^{-13} \frac{\tilde{r}^3 \kappa \beta^{5/2} Q \sin^2 \theta}{T_p^4 \chi^{3/2}}, B \approx 3.81 \times 10^{-18} \frac{Q^{1/2} \tilde{r}^{5/2} \kappa^{1/2} \beta^{5/4} \sin \theta}{T_p^3 \chi^{5/4}}, (*)$$

где $\tilde{r} = 2\pi a / \eta_0$, $\chi = 10 / 3\beta + 2$, $\kappa = 243\beta \cos^2 \theta + 1$, Q и $M = \delta F / F \approx \beta / 2$, – добротность и глубина модуляции колебаний, соответственно [2]. Согласно предложенной модели, пульсации нетеплового тормозного излучения вызываются модуляцией потока ускоренных частиц, высыпающихся в основания вспышечной арки, которая происходит в результате БМЗ колебаний петли. Выражения (*) мы применили для оценки температуры, концентрации частиц и магнитного поля для вспышки 11 сентября 1998 года на звезде EV Lac. Значения температуры ($T \approx 3.7 \times 10^7$ К), концентрации ($n \approx 1.6 \times 10^{11}$ см⁻³) и магнитного поля ($B \approx 320$ Гс) оказались близкими к оценкам параметров плазмы солнечных вспышек.

Сравнительно недавно в работе [3] для одной из вспышек 4 ноября 2003 г. на активной карликовой звезде EQ Peg B (M5e) были обнаружены оптические осцилляции с характерным периодом $T_p \approx 10$ с. Матиодакис и др. [3] предположили, что за наблюдаемые пульсации излучения ответственны неизлучающие радиальные БМЗ моды. Данный вывод следует из оценок, полученных в [4] с помощью масштабных соотношений, в соответствии с которыми температура плазмы в области вспышечного энерговыделения $T = 5 \times 10^7$ К, магнитное поле $B = 1100$ Гс, плотность внутри петли $n = 4 \times 10^{12}$ см⁻³, а ее длина $L = 1.8 \times 10^9$ см ($0.14 R_{\text{star}}$). Однако принятые параметры предполагают значение плазменного параметра бета $\beta \sim 1$, а также малый радиус петли $a \sim L$. Между тем, ранее было показано, что для неизлучающих колебаний условие вмороженности оснований петель в фотосферу с большим значением β не выполняется, что приводит к их

быстрому затуханию [5]. Предположим, что пульсации вызваны излучающими радиальными БМЗ колебаниями [6].

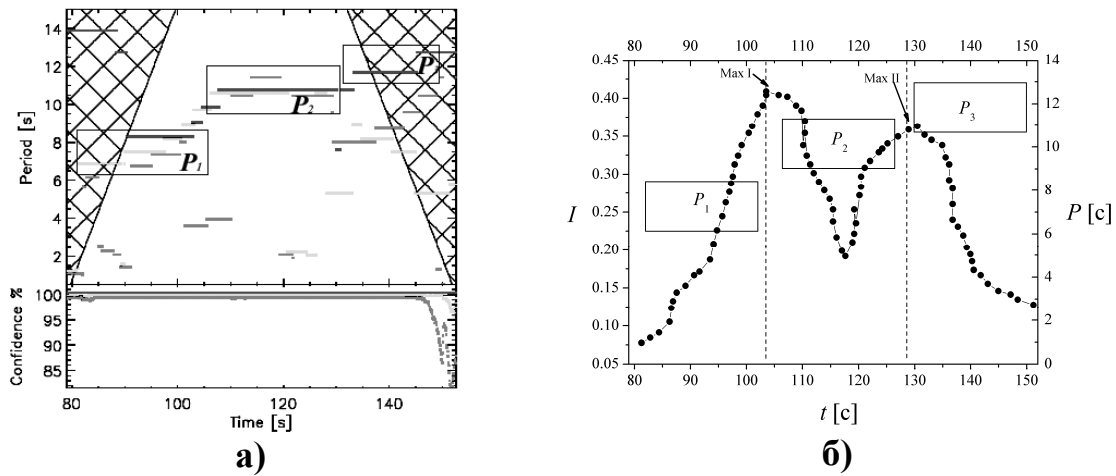


Рис. 1.

Согласно Рис. 1а, на котором представлено изменение периода колебаний во времени, вспышка сопровождалась ступенчатым двухэтапным возрастанием характерного периода пульсаций, совпавшего по времени с последовательными пиками вспышечного излучения (Max I, Max II на Рис. 1б). Всплески оптического излучения могли быть вызваны двукратной инъекцией вещества из вершины арки в ее основания. Параметры колеблющейся петли при этом изменились, что привело к увеличению периода колебаний. Принимая радиус петли $a_1 = 10^9$ см (длина $L \sim 10^{10}$ см), для поперечного сечения петли после первой и второй инъекции, с учетом сохранения продольного магнитного потока имеем $a_2 \approx 1.26 \times 10^9$ см, $a_3 \approx 1.34 \times 10^9$ см. Результаты диагностики плазмы, основанной на выражениях (*), учитывающей переменность периода, приведены в таблице. В рамках принятой модели температура, концентрация и магнитное поле во вспышечной арке уменьшались в течение вспышки, а характерные значения превышали значения плазмы солнечных вспышек.

P	$P_1 = 8$ с	$P_2 = 11$ с	$P_3 = 12$ с
T, K	9.6×10^7	8.1×10^7	7.7×10^7
$n, \text{см}^{-3}$	3.65×10^{11}	3.45×10^{11}	3.36×10^{11}
$B, \text{Гс}$	780	695	670

Медленные магнитозвуковые колебания также могут вызвать модуляцию излучения с характерным периодом десятки и сотни секунд. Митра-Краев [7] обнаружил пульсации мягкого рентгеновского излучения вспышки 16 октября 2000 г. на АТ Мис с периодом $P \approx 750$ с. Ранее для данной вспышки Раассен и др. [8] оценили из спектральных наблюдений на том же инструменте температуру и концентрацию плазмы. Разброс значений концентрации оказался значительным $n = 4_{-3}^{+5} \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. На основе представлений о возбуждении в арке ММЗ мод можно оценить характерное значение ее длины, которое оказывается сравнимым с радиусом звезды $L \sim 10^{10}$ см.

Из выражения для декремента затухания колебаний, определяемого электронной теплопроводностью, по времени затухания пульсаций ($\tau = 2000$ с) и значению температуры ($T = 2.4 \times 10^7$ К) можно уточнить значение концентрации вспышечной плазмы $n \approx 75.6\tau \frac{T^{3/2}}{P^2} \approx 3.2 \times 10^{10} \text{ м}^{-3}$, которое хорошо согласуется с результатами, полученными в [7].

Из баланса газового и магнитного давлений мы определили минимальное магнитное поле в петле, $B_{\min} \approx 4\sqrt{\pi k_B T} \approx 105$ Гс. Оценки магнитного поля методами корональной сейсмологии были приведены в [7], где необоснованно применены формулы (*) в предположении возбуждения ММЗ мод резким возрастанием газового давления при нетепловом механизме излучения. В то же время излучение в мягком рентгеновском диапазоне скорее имело тепловую природу. В этом случае возбуждение ММЗ мод резким возрастанием газового давления дает значения глубины модуляции тормозного излучения >1 , что не согласуется с наблюдениями [9]. Мы считаем, что ММЗ колебания возбуждались высокоскоростными потоками плазмы, распространяющимися вдоль оси петли (поршневой механизм).

Выводы

Дана интерпретация осциллирующей оптической вспышечной излучения EQ Peg B (04.11.2003) и EV Lac (11.10.1998), основанная на предположении о возбуждении радиальных излучающих БМЗ мод вспышечной арки и реализации нетеплового тормозного механизма излучения. По параметрам пульсаций оценены параметры вспышечной плазмы (T , n , B). Для вспышки на звезде AT Mic (16.11.2000) пульсации ($P \approx 750$ с) мягкого рентгеновского излучения связаны с возбуждением ММЗ мод; уточнено значение концентрации плазмы. Оценки длин вспышечных петель указывают на существование протяженных корон на красных карликовых звездах.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 06-02-16838, 06-02-16859), программами Президиума РАН «Происхождение и эволюция звезд и галактик», «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце–Земля», программой ОФН-16 и грантом по государственной поддержке ведущих научных школ НШ-6110.2008.2.

Ю.Г. Копылова благодарит Фонд содействия отечественной науке и Администрацию СПб (проект №4-05/188) за оказанную поддержку.

Литература

1. Zhilyaev B.E. et al. *Astron. Astrophys.*, 2000, **364**, 641
2. Степанов А.В. и др., ПАЖ, 2005, **31**, 684.
3. Mathioudakis M. et al., *Astron. Astrophys.*, 2006, **456**, 323.
4. Mullan D.J. et al., *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 2006, **164**, 173.
5. Цан Ю.Т., КФНТ, 2006, **1**, 40.
6. Копылова Ю.Г. и др., ПАЖ, 2007, **33**, 792.
7. Mitra-Kraev U. et al., *Astron. Astrophys.*, 2005, **436**, 1041.
8. Raassen A.J.J., *Astron. Astrophys.*, 2003, **411**, 509.
9. Степанов А.В. и др., ПАЖ, 2006, **32**, 631.

О РАЗЛИЧИЯХ В ХАОТИЧЕСКОЙ ДИНАМИКЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА РАЗНЫХ ВРЕМЕННЫХ МАСШТАБАХ

Костюченко И.Г.

Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва

ON THE DIFFERENCE IN CHAOTIC DYNAMICS OF SOLAR ACTIVITY AT THE VARIOUS TIME SCALES

Kostyuchenko I.G.

Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow

Abstract

Peculiarities of sunspot index chaotic dynamics on various time scales were analyzed using the joint analysis of power spectra of time series and their difference moments of second order. It was found that the dynamic of appearance on the solar surface of strong magnetic fields changes on a timescale of about 2 years. This can indicate the time nonstationarity of convection conditions in the solar convective zone.

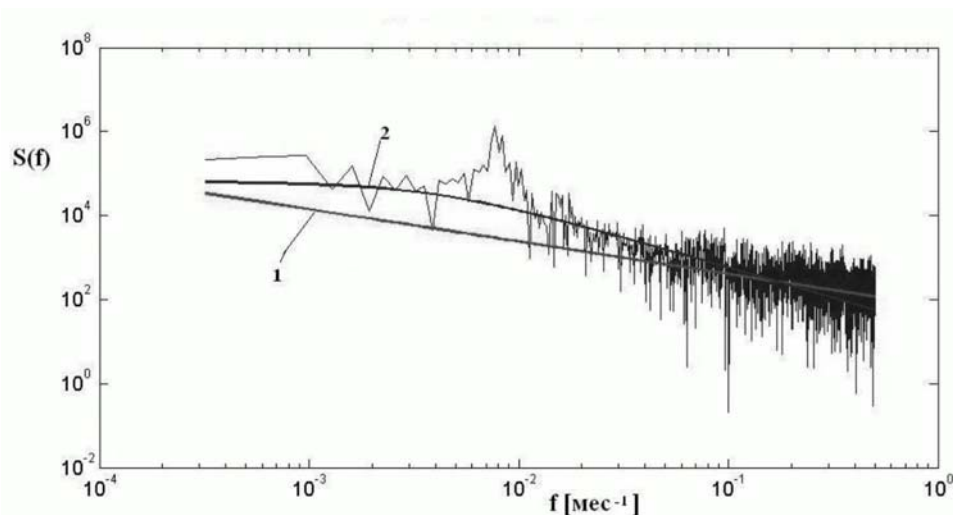
На основе временного ряда среднемесячных чисел Вольфа, накопленного за 258 лет, на временных масштабах от месяцев до десятков лет рассмотрены особенности поведения хаотической составляющей динамического процесса выхода на солнечную поверхность пятен. Использовался метод [1], основанный на совместном анализе косинус преобразования автокорреляционной функции (1) временного ряда измеряемой динамической переменной $V(t)$ и разностных моментов второго порядка (2):

$$S(f) = \int_{-T/2}^{T/2} \langle V(t)V(t+t_1) \rangle \cos(2\pi ft_1) dt_1, \quad f - \text{частота} \quad (1)$$

$$\Phi^{(p)}(\tau) = \langle [V(t) - V(t+\tau)]^p \rangle, \quad p = 2 \quad (2)$$

Угловые скобки здесь означают усреднение по интервалу T . В качестве феноменологических параметров при параметризации хаотической составляющей сигнала использовались: n - спектральный индекс (в представлении $S(f) \sim 1/f^n$) и H_1 - константа Хёрста, определяемая из $\Phi^{(2)}(\tau)$.

Ниже приведен вид зависимости $S(f)$ рассматриваемого временного ряда в log-log масштабе. Выбранный масштаб позволяет увидеть не только известные квазипериодические вариации, но и хаотическую составляющую, проявляющуюся в монотонном увеличении спектральной плотности с уменьшением частоты во всем рассмотренном диапазоне частот. Аналогичное хаотическое поведение свойственно многим измеряемым показателям солнечной активности [2], причем спектральный индекс является параметром, чувствительным к изменению хаотической динамики процесса.



В диапазоне высоких частот $0.04 \text{ мес}^{-1} < f < 0.4 \text{ мес}^{-1}$, для которого сделана линейная аппроксимация $S(f)$ (прямая 1), значение $n = 0.74 \pm 0.04$. Видно, что в низкочастотном диапазоне значения $S(f)$ существенно отклоняются от этой прямой. При параметризации $\Phi^{(2)}(\tau)$ применялась вычислительная процедура, разработанная в [1], позволяющая разделять вклад в нее хаотической и квазипериодических составляющих. Оказалось, что для зависимости $\Phi^{(2)}(\tau)$ при значениях τ , соответствующих высокочастотному интервалу $S(f)$, не выполняется общепринятое соотношение $2H_1 = n - 1$. Как показано в [1], это может быть связано с преобладающим вкладом в $\Phi^{(2)}(\tau)$ более низкочастотных хаотических флуктуаций $V(t)$. Поэтому в интервале $f < 0.04 \text{ мес}^{-1}$ для аппроксимации $S(f)$ (кривая 2) были использованы найденные параметры хаотической составляющей зависимости $\Phi^{(2)}(\tau)$. Видно, что кривая 2 существенно лучше описывает поведение $S(f)$ в диапазоне частот $f < 0.04 \text{ мес}^{-1}$, причем ей соответствует значение $n = 1.48 \pm 0.15$. Т.о. оказалось, что значение спектрального индекса n значительно изменяется на временах порядка 2 года, что может быть указанием на не стационарность условий магнитной конвекции на Солнце на временных масштабах больше нескольких лет. Поскольку 2 года – это как раз оценка продолжительности цикла, получаемого в теории солнечного динамо, можно предположить, что существует процесс, который медленно изменяет условия функционирования солнечного динамо. Одним из кандидатов на такой процесс могло бы быть влияние флуктуаций режима конвекции на прозрачность верхних слоев зоны лучистого переноса и, соответственно, на время транспорта через них энергии, производимой в солнечном ядре.

Литература

1. Тимашев С.Ф. Фликкер-шумовая спектроскопия: информация в хаотических сигналах. М., ФИЗМАТЛИТ, гл. 2.5, 2.10, 2.12, 2007
2. Kostuchenko I.G., Timashev S.F. Flicker-Noise in Processes of Solar Activity. Int. J. of Bifurcation and Chaos. 1998. T.8. N 4

ON THE PECULIARITIES OF THE CURRENT PHASE OF SOLAR CYCLE AND THE LONG-TERM VARIATIONS OF SOLAR ACTIVITY

Krainev M.B.

Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow, 119991, Russia

The solar cycle 23 as compared to the previous solar cycles

The current phase of the 11-year solar cycle (SC) 23 is different from that of the solar cycles in the second half of the last century in many respects:

- 1) The long length of SC 23 and, especially of the period of the sunspot activity after maximum of the cycle (and probably SC 23 has not terminated yet);
- 2) The later appearance of the sunspots of new cycle;
- 3) The long periods without sunspots and strong N-S asymmetry;
- 4) The low level of the high-latitude activity.

However if we consider all previous cycles 1-22 we can find some similar SCs. In Fig. 1 the length of SC 1-22 (the plus signs) and of the period after its maximum (the asterisks) can be compared with those of the current cycle (respectively, the dashed and dotted horizontal lines; in case SC 23 terminates in 2008.5). The cycles similar to SC 23 in feature 1) are indicated by their numbers and big squares. Note that we have chosen only those cycles for which there are quantitative data (Greenwich/USAF series) on the position and area of sunspots (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>; since 1874, the vertical dashed line in Fig. 1).

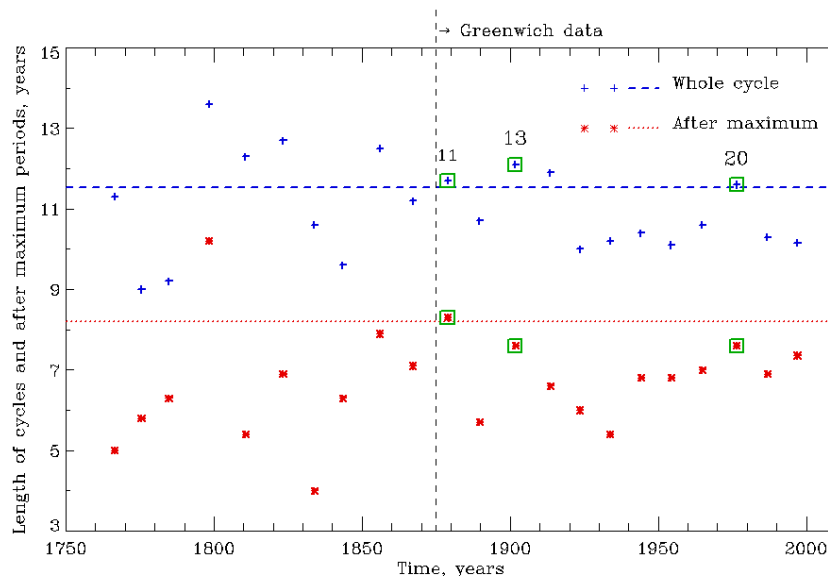


Figure 1. The characteristic lengths of solar cycles versus the time of the next minimum.

The cycles isolated are similar to SC 23 in other respects as well. In Fig. 2 the development of the SC 11 in the sunspot area (the upper panel), the mean sunspot latitude (the middle panel) and the high-latitude activity (the lower panel) is compared to that of the current cycle (shifted so that times of maximum of SCs 11 and 23 coincide). For the sunspot characteristics the Greenwich/USAF series is used. The straight lines in the middle panel separate the sunspots of the old and new cycles. As an index of the high-latitude activity the number of the

polar faculae is used (synthetic series, <http://www.gao.spb.ru/database/esai/> for SC 11 and Kislovodsk series (V.V. Makarova, private communication) for SC 23). One can see that almost all characteristic features of the current cycle took place in SC 11.

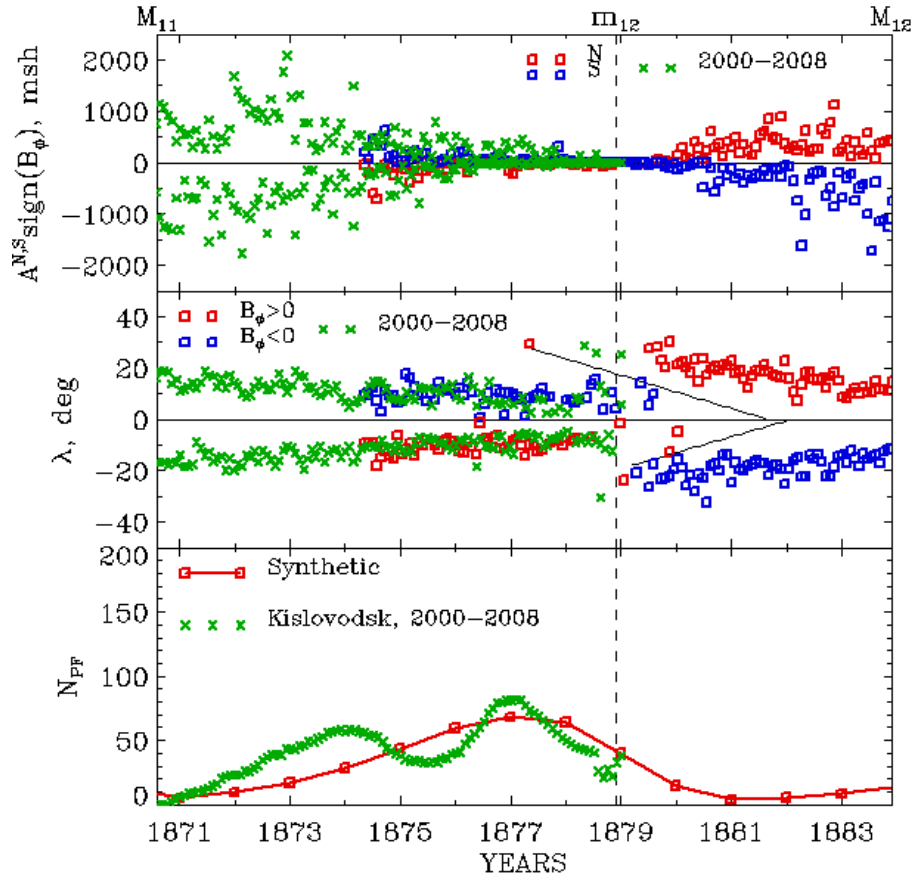


Figure 2. The development of the solar cycles 11 and 23 (shifted).

On the expected large-scale changes of solar activity

The unusual behavior of the Sun in the last decade induced the predictions of the coming new global decrease of solar activity akin to the Maunder minimum in the 17-th century (e.g., [1]). Of course, such development is possible but unfortunately we cannot state it on the grounds of direct observations, as the minimum solar data that can be called quantitative (the position and area of the sunspots, indices of high-latitude activity) are known only since the middle of the 19-th century and the first measurements of the most important characteristics, solar magnetic fields, started in the beginning of the 20-th century. In this period only one smaller (local) Gleissberg minimum occurred. As to the global minima, like Maunder, Spörer or Wolf ones, one can predict them using the indirect data (the natural archives of the cosmogenic isotopes) or on the theoretical grounds, e. g., from the solar cycle dynamo models, such as used in [2].

Acknowledgements

The work is supported by the Russian Fond for Basic Research (grant 08-02-00418).

References

1. *Abdusamatov H.I.*, «Solnechnaya i solnechno-zemnaya fizika -2008», Abstract Book, 2008.
2. *Dikpati M. et al.*, Geophysical Research Letters, 33, L05102, 2006/

РЕГРЕССИОННАЯ МОДЕЛЬ СВЯЗИ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ГЕЛИОСФЕРНОГО ТОКОВОГО СЛОЯ

Крайнев М.Б.¹, Макарова В.В.²

¹*Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва*

²*Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

Абстракт

Ранее нами по данным 1976-1999 гг. установлена регрессионная зависимость между осесимметричными характеристиками солнечной активности и диапазоном гелиоширот, занимаемым гелиосферным токовым слоем. В данной статье мы включаем в рассмотрение также период 2003-2008 гг., когда указанные характеристики вели себя не совсем обычно. Кроме того, помимо усредненных по обоим полушариям данных, рассмотрены данные отдельно по N- и S-полушариям Солнца. Обсуждаются результаты аппроксимации с помощью модели как диапазона гелиоширот, занимаемого гелиосферным токовым слоем, так и его средней гелиошироты (т. н. магнитного экватора).

THE REGRESSION MODEL OF THE RELATIONS BETWEEN THE SOLAR ACTIVITY AND HELIOSPHERIC CURRENT SHEET CHARACTERISTICS

Krainev M.B.¹, Makarova V.V.²

¹*Lebedev Physical Institute, RAS, Moscow, Pussia*

²*Main Astronomical Observatory, RAS, St.-Peterburg, Russia*

Introduction

The idea of the global heliospheric current sheet (HCS), the thin layer dividing the heliosphere into two regions of opposite polarity of the regular heliospheric magnetic field (HMF), appeared in the early 1970-s, [1]. At approximately the same time in the Wilcox Solar Observatory (WSO) the regular measurements of the large-scale photospheric magnetic field started and the simple model was developed of the magnetic field between the photosphere and the so called HMF source surface (see references in [2]). Based on these measurements and calculations the form of the isoline of the HMF radial component, $B_r=0$, on the source surface has been determined for each Carrington rotation since May 1976. The form of this line is often rather complicated, but its important characteristic, $\lambda_{CS} = (\lambda_{max} - \lambda_{min})/2$, where λ_{min} and λ_{max} are the latitudinal extremes of the line, is published in the WSO site (<http://wso.stanford.edu/Tilts.html>). Since then λ_{CS} became one of the most widely used solar indices, especially in the studies of the galactic cosmic ray modulation in the heliosphere.

In these studies a so called “tilted HCS” model is usually used [3], with the HCS on the source surface defined as a great circle tilted to the helioequator at $\alpha_{CS} = \lambda_{CS}$. If the ascending node longitude is φ_{CS} , then the form of such tilted HCS can be described as $\theta_{CS}^{SS}(\varphi) = \pi/2 - \arctg(\text{tg}\alpha_{CS} \cdot \sin(\varphi - \varphi_{CS}))$ [4]. The tilt α_{CS} systematically changes during the solar cycle, so the evolution of the HCS can be considered as its rotation about the axis lying in the equatorial plane.

In [5] we called attention to the fact that α_{CS} by itself characterizes the longitudinal asymmetry of the solar magnetic fields and so should be connected with the solar characteristics describing this asymmetry. However the comparison of the time profile of the HCS tilt with those for the solar characteristics summed over all longitudes (i. e., averaged over the longitude) shows the high correlation between them. So we suggested that the development of both axis-symmetric branches of solar activity (the sunspot and the high-latitude branches) determines the axis-symmetric boundary λ_{CS} of the HMF sector zone while the position of the unipolar sectors inside this zone is connected to the longitudinal asymmetry of these branches. In [5] we constructed the simple regression model relating λ_{CS} to the sunspot and high-latitude characteristics. In addition to providing the quantitative relations between the latitudinal boundary λ_{CS} of the HMF sector zone and the solar characteristics, the model could help in estimating λ_{CS} and α_{CS} before 1976, when there were no regular measurements of the large-scale solar magnetic fields but many other solar characteristics (the area of sunspots, the number of solar faculae etc.) were recorded.

However, in [5] we have not included in the calculations the period after the reversal of the high-latitude solar magnetic fields in solar cycle 23. In the present paper we consider this period since 2002 when the behavior of both high-latitude fields and the latitude boundary of the sector-structure zone was anomalous. Besides we apply the model not only to the data for the whole Sun but also for the N- and S-hemispheres as well. It allows us to compare the observed and calculated values of the heliomagnetic equator $\lambda_{ME} = (\lambda_{max} + \lambda_{min})/2$, the measure of the displacement of the HCS with respect to the helioequator.

The HCS and solar activity during the last four solar cycles

Fig. 1 shows the behavior of solar activity parameters (averaged over hemispheres and over the Sun's rotation, i.e., axis-symmetric) which relation with the HCS characteristics is to be studied and also the behavior of λ_{CS} , i.e., the latitudinal boundary of the HMF sector structure zone averaged over hemispheres for 1960 – 2008.

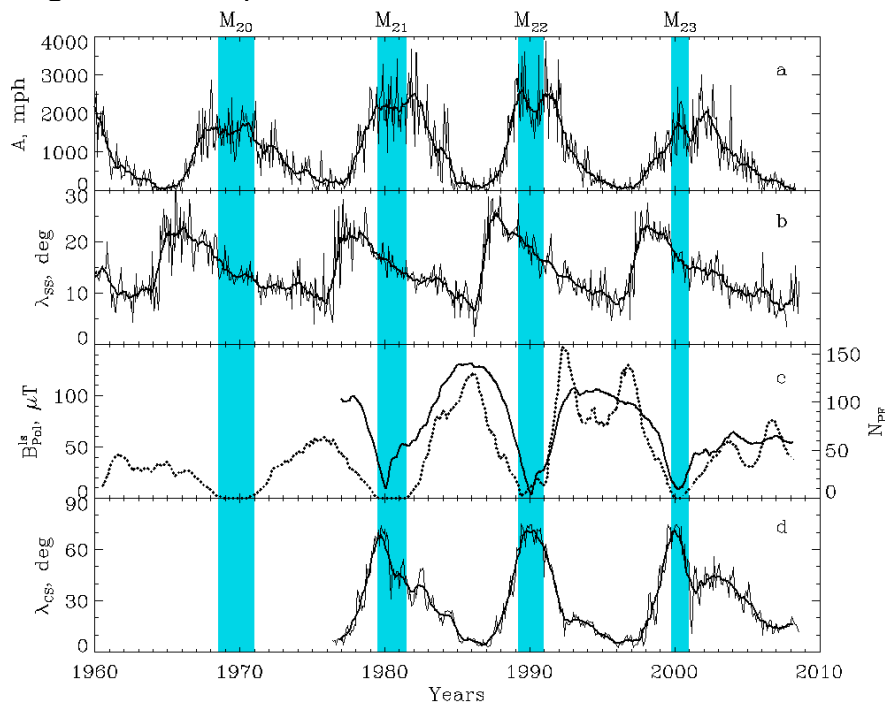


Figure 1. Time behavior of the solar activity and HCS parameters.

The darker vertical bands with the labels of cycle maximum phases show the periods of sunspot activity maximum phases and inversion of the high-latitude magnetic fields. The rela-

tions mentioned above will be investigated outside these periods. The upper panels *a*, *b* present, respectively, the behavior of the total area A and mean latitude λ_{SS} of sunspot groups (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>). The solid line in panel *c* displays the strength of the line-of-sight projection of the high-latitude photospheric magnetic field B_{pol}^{ls} (WSO site), while the dotted line shows the number of the polar faculae N_{PF} , measured at the Main Astronomical Observatory (Kislovodsk). Finally, the panel *d* illustrates the behavior of the latitudinal boundary of the HMF sector structure zone averaged over hemispheres λ_{CS} (the WSO site). The thin lines in panels *a*, *b*, *d* are for the monthly data, while dark lines show the data smoothed with one year period. The high-latitude data in panel *c* are smoothed with one year period.

It can be seen from Fig. 1 that at least the levels of the sunspot and high-latitude solar activities affect the HCS latitudinal boundary. Note that the effects are opposite, i.e., λ_{CS} increases with increasing A and decreasing B_{pol}^{ls} . The influence of B_{pol}^{ls} is especially pronounced during the period of its anomalous behavior after 2000, when, following the inversion of high-latitude fields, their strength began at first to increase, but then this process sharply slowed down and during several years (2003–2007) the strength of high-latitude fields and the number of polar faculae stayed at the level much lower than in previous cycles. As one can see in panel *d*, λ_{CS} also exhibits the anomalous behavior after 2000: instead of gradual decrease the HCS latitudinal boundary at first grows, then remains at the same level, then decreases gradually until 2007 and then slowly grows up. The residual value of λ_{CS} ($\approx 15^\circ$) is much greater than it was in previous cycles ($\approx 5^\circ$).

The regression between the HCS and solar indices

As in [5] we use the constant geometry of the corona expansion suggested in [6], $\sin(\lambda_{CS}^{HS}) = \sin^2(\lambda_{CS}^{PH})$, relating $\lambda_{CS}^{HS} \equiv \lambda_{CS}$ to the unknown latitudinal boundary of the sector structure zone at the photosphere λ_{CS}^{PH} approximated as a power function of the solar activity parameters, $\lambda_{CS}^{PH} = \eta_1 + \eta_2 \cdot r^{\eta_3} \cdot l^{\eta_4} \cdot b^{-\eta_5}$, where $a=A/(1000 \text{ msh})$, $l=\lambda_{SS}/30^\circ$, and $b=B_{pol}^{ls}/(150 \mu T)$ are the normalized solar parameters. So the regression model is as follows

$$\lambda_{CS}^{HS} \propto \arcsin(\sin^2(\eta_1 + \eta_2 \cdot a^{\eta_3} \cdot l^{\eta_4} \cdot b^{-\eta_5})), \quad (1)$$

where η_i are the free parameters. Optimization of the model was accomplished with the downhill simplex method (the subroutines *amoeba* and *amotry* in [7]).

In Fig. 2 the left panels the solid lines show the averaged over both hemispheres latitudinal boundary λ_{CS} of the HMF sector-structure zone (the same for panels *a*, *b*), while its approximation by the model (1) is illustrated by the dotted curves in the panel *a*, when the free parameters were determined from the data in the shorter period (outside the field inversion periods but before 2000) and in the panel *b* (for the wider period including the 2000s). In the three upper right-hand panels (*c-e*) of Fig. 2 the same solar characteristics as in three upper panels in Fig. 1 are shown, but with the data for N- (solid curves) and S- (dashed curves) solar hemispheres separately. In the lower right-hand panel (*f*) the observed (solid lines) and approximated (dotted) values of the latitude of the heliomagnetic equator λ_{ME} are compared. The values of the optimized free parameters of the model (1), the regression coefficient (ρ) between the observed and approximated time series, and the RMS difference ($\Delta\lambda$) between them for both periods of regression and for N- and S-hemispheres and the Sun as a whole (N+S) are summarized in the Table.

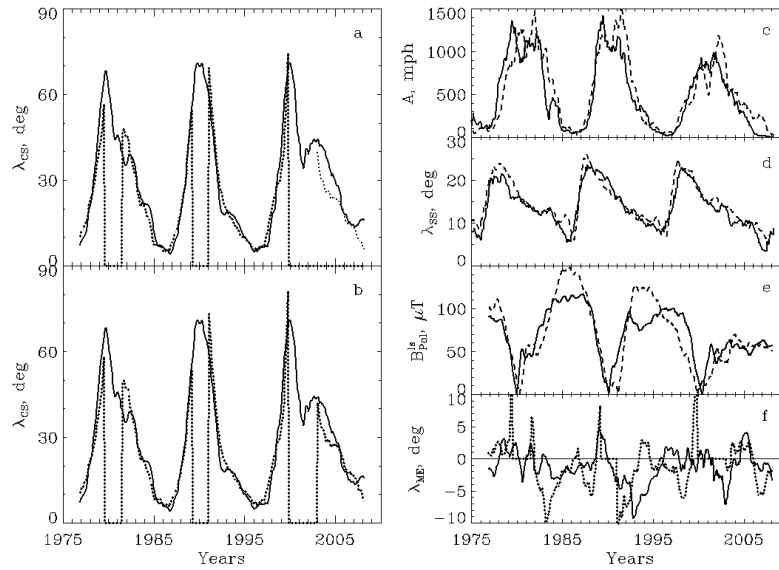


Figure 2. The approximation of λ_{CS} and λ_{ME} using the model (1).

Table. The characteristics of the regression model (1).

Period	Shorter							Wider						
	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5	ρ	$\Delta\lambda$	η_1	η_2	η_3	η_4	η_5	ρ	$\Delta\lambda$
N	1.09	40.0	0.29	0.26	0.41	0.95	5.49	0.75	42.3	0.20	0.06	0.62	0.92	6.35
S	1.20	42.1	0.27	0.17	0.14	0.90	6.89	1.20	40.4	0.26	0.10	0.14	0.88	7.05
N+S	1.02	41.2	0.27	0.15	0.37	0.96	4.43	1.01	37.8	0.24	0.06	0.42	0.95	4.82

It can be seen that by and large the model (1) describes the relations between the solar and HCS characteristics reasonably well, but its RMS errors are of the same order of magnitude as the latitude of the heliomagnetic equator, so the latter is described poorly.

Acknowledgements

The work is supported by the Russian Fond for Basic Research (grant 08-02-00418).

References

1. Schulz, M., Interplanetary sector structure and the heliomagnetic equator, *Astrophys. Space Sci.*, 24, 371, 1973.
2. Hoeksema, J.T., Ph. D. Thesis, Stanford University, USA, 222 p., 1984.
3. Jokipii, J.R., and B.T. Thomas, *Astrophys. J.*, 243, 1115, 1981.
4. Kalinin M.S., Krainev M.B., Proc. 24th ICRC, Rome, Italy, v. 4, p. 688, 1995.
5. Krainev M.B., Makarova V.V., Proc. X International Solar Physics Conference, Pulkovo, St.-Peterburg, p. 277, 2006, in Russian.
6. Krymski, G.F., et al., *Geomagn. Aeron.*, 41, 444, 2001, in Russian.
7. Press, W.H., et al., *Numerical Recipes in C: The Art of Scientific Computing*, Second Edition, Cambridge University Press, 528 p., 1992.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ СПЕКТРА РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА

Крамынин А.П.

Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН

ABOUT SOME FEATURES OF THE SPECTRUM OF WOLF'S NUMBERS

Kramynin A.P.

Ussuriysk Astrophysical Observatory, Russia

Abstract

It is shown that modulations of the 11-years cycle are related not only to centennial changes of amplitude of the cycles, but also with variations of their duration with the period of duplicate centennial cycle.

Строго говоря, ряд чисел Вольфа является нестационарным рядом: продолжительность наблюдаемых циклов и их амплитуда изменяются во времени. Если процесс отличен от нуля в сравнительно узкой полосе частот, то для его исследования применим гильбертовский подход, частной реализацией которого является метод комплексной демодуляции, описывающий процесс $W(t)$ одним колебанием с переменной амплитудой $D(t)$ и обобщенной фазой $\Phi(t)$ в виде:

$$W(t) = D(t)\cos\Phi(t),$$

что позволяет изучить характер изменения амплитуды и фазы гармоник в окрестностях некоторой опорной частоты. Изменение периода гармоник $T(t)$ можно определить как первую производную обобщенной фазы.

Применение метода комплексной демодуляции к ряду чисел Вольфа (рис. 1 и рис. 2) позволяет наглядно исследовать свойства векового цикла по виду огибающей $D(t)$ и кривой изменения продолжительности цикла. Анализируя форму огибающей 11-летних циклов, видим, что вековой цикл, по крайней мере, двухвершинен. Это согласуется с выводами В.Ф. Чистякова [1]. Однако при меньшем сглаживании можно видеть, что на ветви спада наблюдаются еще несколько всплесков солнечной активности, но два первых всплеска более значительны, поэтому они остаются и при более сильном сглаживании.

На рис. 2 видно также, что кроме нерегулярных короткоживущих изменений продолжительности 11-летних циклов наблюдаются и более-менее регулярные, которые изменяются с периодом два вековых цикла. Кроме того, в 1800 г. наблюдается фазовая аномалия, которая связана с резким увеличением продолжительности циклов с номерами 4, 5 и 6. Ранее фазовая аномалия была отмечена Г.В. Куклиным [2].

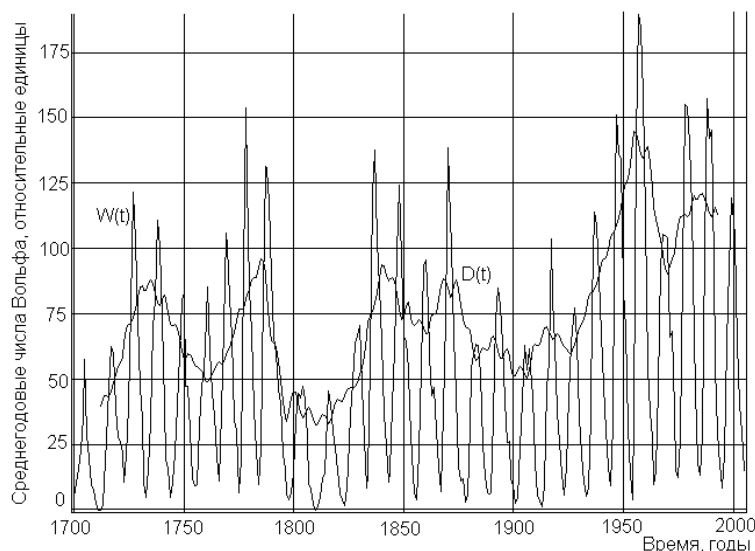


Рис. 1. Ряд среднегодовые значения чисел Вольфа $W(t)$ и его огибающая $D(t)$.

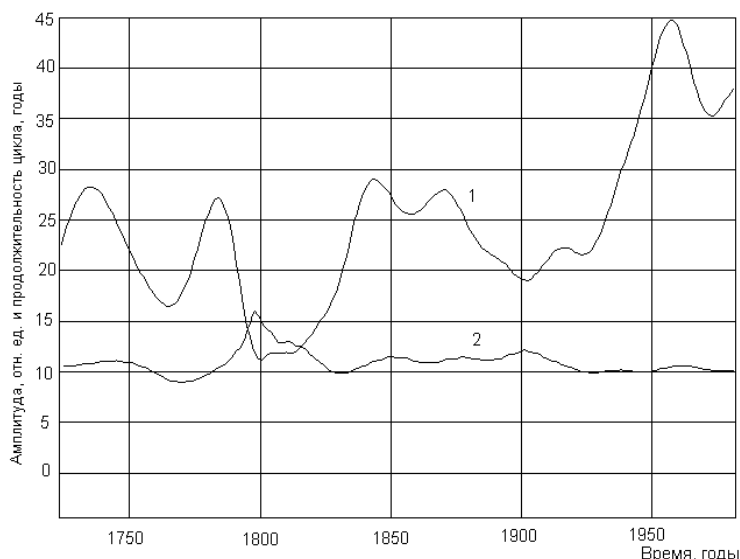


Рис. 2. Огибающая ряда чисел Вольфа $D(t)$ – 1 и изменение продолжительности 11-летних циклов – 2.

Итак, по ежедневным и годовым значениям чисел Вольфа исследованы некоторые особенности временного спектра вариаций солнечной активности в диапазонах частот наиболее выдающихся пиков. В низкочастотной части спектра это соответствует вековому, 50-летнему и одиннадцатилетнему циклам. Показано, что появление модуляционных пиков в диапазоне частот 11-летнего цикла связано не только с вековым изменением амплитуды циклов, но с вариациями их продолжительности с периодом 2 вековых цикла.

Литература

1. Куклин Г.В. Некоторые результаты исследования 11-и 22-летних циклов чисел Вольфа // Исследование по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Москва: Наука, вып.68, 1984. С.45-56.
2. Чистяков В.Ф. Солнечные циклы и колебания климата // Труды УАФО, Владивосток: Дальнаука, вып.1, 1997. 156 с.

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ И ВОЗМОЖНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ИХ ВЛИЯНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ ОБЛАЧНОСТИ

Кудрявцев И.В.^{1,2}

¹*Физико-Технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, С-Петербург, Россия,*

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

COSMIC RAYS AND THE POSSIBLE MECHANISMS OF THEIR INFLUENCE ON CLOUDINESS

Kudryavtsev I.V.^{1,2}

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

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, Russian Academy of Sciences,
St. Petersburg, Russia*

Abstract

Possible mechanisms of influence of cosmic rays on cloud formation are considered. The ionization of Earth's atmosphere by cosmic rays is a key process for these mechanisms. The ionization of the atmosphere by cosmic rays can lead to variations of concentration of active nuclei of condensation and crystallization and to change of growth rate of water drops.

В настоящее время имеются убедительные свидетельства в пользу того, что космические лучи (КЛ) влияют на формирование облачности. Так, в [1,2] показано, что существует корреляция между интенсивностью галактических космических лучей (ГКЛ) и аномалиями облачного покрова Земли на высотах до 3,2 км. Однако очень важным представляется то, что такая корреляция для более высокой облачности не обнаружена, и это должно учитываться при разработке моделей, описывающих влияние космических лучей на формирование облачности.

Существует несколько возможных механизмов влияния КЛ на формирование облачности. Ионизация атмосферы космическими лучами, интенсивность которых изменяется во времени из-за их модуляции солнечной активностью, является ключевым процессом для этих механизмов. Хорошо известно, что КЛ являются основным источником ионизации в тропосфере и стратосфере (см., например, [3-5]). Ионизация в тропосфере и стратосфере под действием КЛ увеличивается с ростом высоты, достигает максимального значения на высоте (13-15) км и уменьшается на больших высотах.

Первая из рассматриваемых моделей основана на увеличении концентрации ядер конденсации в результате увеличения ионизации атмосферы космическими лучами. Принципиально важным для данной модели является то, что дополнительными ядрами конденсации служат аэрозоли, которые образуются в результате ионизации атмосферы. КЛ являются основным источником ионизации в стратосфере и тропосфере и могут влиять на

химические и физические процессы, происходящие в атмосфере. В работе [1,2] предполагается, что ионизация приводит к образованию в атмосфере частиц аэрозолей с размером менее 20 нм, дальнейший рост которых позволяет им стать ядрами конденсации. Здесь, необходимо отметить, что в атмосфере такие частицы должны иметь размер порядка 0,1 мкм и более. Однако, как показывают данные прямых измерений, на высотах 7-13 км образуется большое количество аэрозолей с размером менее 9 нм, вероятным источником образования которых является ионизация атмосферы [6]. Образование таких частиц наблюдается и при лабораторном эксперименте [7]. Такие частицы не могут служить ядрами конденсации в атмосфере в силу своих малых размеров. Кроме этого, не удается объяснить наличие корреляции между ГКЛ и только нижней облачностью, так как подобная корреляция должна наблюдаться и на других высотах [8].

В работах [9, 10] был предложен другой возможный механизм влияния КЛ на формирование облачности. Этот механизм основан на возможном изменении прозрачности и термодинамических параметров атмосферы под действием КЛ. В данной модели используется то, что образование дополнительных аэрозольных частиц может изменять прозрачность атмосферы для видимого и инфракрасного излучения. Кроме этого, ионизация атмосферы КЛ приводит и к образованию в верхней тропосфере положительно заряженных кластеров [11], что также может влиять на прозрачность атмосферы для инфракрасного излучения [12]. Следовательно, при увеличении интенсивности КЛ прозрачность атмосферы должна уменьшаться, что подтверждается результатами наблюдений [13-15]. Изменение прозрачности атмосферы должны приводить к изменению высотного распределения температуры [16, 17], что в свою очередь приводит к изменению скорости роста капель [9, 10]. При этом предполагалось, что максимум дополнительного поглощения излучения, вызванного влиянием КЛ, расположен на высоте $h_0 = (8-9)$ км. Наиболее сильный эффект наблюдается в том случае, если дополнительное поглощение имеет место только для инфракрасного излучения. В этом случае при увеличении оптической толщины атмосферы для инфракрасного излучения на $\approx 2,5\%$ температура на высотах $h < h_0$ увеличивается (1,5-2,5) К, а скорость роста капли увеличивается на величину до (10-15)% при постоянном коэффициенте пересыщения пара. На высотах $h > h_0$ температура уменьшается. Такие изменения температуры действительно наблюдались: согласно результатам, полученным на станции Соданкюля (Финляндия) [18], в течении первых 10 часов после поступления протонов солнечных космических лучей (СКЛ) в атмосферу происходит увеличение температуры в тропосфере (до 2 К на высоте 3-5 км) и уменьшение в стратосфере (на 0,5-1К). На третьи сутки наблюдался обратный эффект. Увеличение температуры в тропосфере приводит и к росту концентрации активных ядер конденсации в результате того, что образование и рост капель становится возможным на более мелких частицах. При изучении механиз-

мов влияния КЛ на формирование облачности необходимо учитывать, что на средних высотах вода в облаках находится не только в жидкой фазе, но и в кристаллическом состоянии. Поэтому необходимо рассматривать влияние вариаций высотного распределения температуры на формирование ледяных кристаллов. Проведенные расчеты показывают, что на средних высотах количество активных ядер кристаллизации при росте температуры будет уменьшаться [19, 20], в то время как количество активных ядер конденсации увеличивается. Такие изменения скорости роста капель, концентраций активных ядер конденсации и кристаллизации позволяет описать наличие корреляции между ГКЛ и нижней облачностью, а также отсутствие такой корреляции для более высокой облачности.

Следующий рассматриваемый в литературе механизм основан на возможности влияния электрических полей (которые зависят от интенсивности КЛ) в атмосфере на формирование облачности [21-23]. Однако конкретные механизмы такого влияния не достаточно хорошо изучены.

Последний из рассматриваемых механизмов [24] основан на том, что вероятность формирования капли на отрицательных ионах может на несколько порядков превышать вероятность её формирования на положительных ионах [25]. В этом случае вариации ионизации атмосферы будут приводить к изменению концентрации заряженных ядер конденсации и влиять на формирование облачности.

Здесь необходимо отметить, что два последних механизма (как и первый) не объясняют, почему корреляция наблюдается только между интенсивностью ГКЛ и нижней облачностью.

Работа поддержана грантами РФФИ 06-02-16268, 07-02-00379, Программами Президиума РАН №16 и СПбНЦ РАН на 2008 год.

Литература

1. *Marsh, N., & Svensmark, H.* // Space Science Reviews, 2000, 94(1), 215-230.
2. *Marsh, N., & Svensmark, H.* // Space Science Reviews, 2003, 107(1), 317-325.
3. *Fleagle, R.G., & Businger, J.A.*, An Introduction to Atmospheric Physics, Academic (New York., USA, 1963). 335.
4. *Neher, H.V.* // J. Geophys. Res., 1971, **76**, 1637–1657.
5. *Ermakov, V.I., Bazilevskaya, G.A., Pokrevsky P.E., & Stozhkov Y.I.* // Journal of Geophysical Research, 1997, 102(D19), 23413-23420.
6. *Lee, S.H., Reeves, J.M., Wilson, J.C. et al.* // Science, 2003, 301, 1886-1889.
7. *Svensmark, H., Petersen, J.O.P., Marsh, N.D. et al.* // Proceedings of Royal Society A, 2007, 463, 385-396.
8. *Kazil, J., & Lovejoy, E.R.* // J. Geophys. Res., 2004, 109, D19206
9. *Koudriavtsev, I.V., & Jungner, H.* // In proc. of IAU Symposium 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity", 2004, 525-528.
10. *Kudryavtsev, I.V., & Jungner, H.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2005, 45(5), 641-648.
11. *Eichkorn, S., Wilhelm, S., Aufmhoff, H., Wohlfrom, K.H., & Arnold, F.* // Geophysical Research Letters, 2002, 29(14), 43-51

12. *Aplin, K.L., & McPheat, R.A.* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 2005, 67(8–9), 775–783.
13. *Старков Г.В., Ролдугин В.К.* // Геомагнетизм и аэронавигация, 1994, 34(4), 156-159.
14. *Pudovkin, M.I., Vinogradova, N.Ya., & Veretenenko, S.V.* // Geomagnetism and Aeronomy, 1997, 37(2), 248-249.
15. *Veretenenko, S.V., & Pudovkin, M.I.* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 1997, 59(14), 1739-1746.
16. *Pudovkin, M.I., & Morozova, A.L.* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 1997, 59(11), 2159-2166.
17. *Кудрявцев И.В.* // Известия РАН, Серия. Физическая, 2007, 71(7), 1049–1051.
18. *Pudovkin, M.I., Veretenenko, S.V., Pellinen, R., & Kuro, E.* // Advances in Space Research, 1996, 17(11), 165-168.
19. *Кудрявцев, И.В.* // Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений», 2007, 219-223.
20. *Кудрявцев, И.В., Юнгнер, X.* // Солнечно-земная физика, 2008, в печати.
21. *Tinsley, B.A.* // Space Science Reviews, 2000, 94(1-2), 231-258.
22. *Tinsley, B.A., Burns, G.B., Zhou, L.* // Advances in Space Research, 2007, 40, 1126-1139.
23. *Kniveton, D.R., Tinsley, B.A., Burns, G.B., et al* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 2008, 70, 1633-1642.
24. *Ermakov, V.I., Stozhkov Y.I.*, Thunderstorm cloud physics, Preprint №2, Lebedev physical institute, Moscow 2004.
25. *Русанов, А.И.* // Доклады АН СССР, 1978, 238(4), 831-834.

**ДИАГНОСТИКА ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ
ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ ПО СПЕКТРАЛЬНОЙ ЭВОЛЮЦИИ
МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
С ВЫСОКИМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ**

Кузнецов С.А., Мельников В.Ф.

*ФГНУ «Научно-исследовательский радиофизический институт»
Нижний Новгород, Россия*

DIAGNOSTICS OF PHYSICAL CONDITIONS THROUGH THE SPECTRAL EVOLUTION OF MICROWAVE EMISSION IN SOLAR FLARING LOOPS WITH HIGH SPATIAL RESOLUTION

Kuznetsov S.A., Melnikov V.F.

Research Radio physical Institute, Nizhniy Novgorod, Russia

Abstract

A theoretical modeling of microwave emission of solar flaring loops has been carried out for 11 solar flares observed with the Nobeyama Radioheliograph at 17 and 34 GHz. Our model simulation have predicted the increase of the spectral index on the decay phase of a microwave burst in the case of the high ratio of plasma density and magnetic field in the radio source and decrease of the spectral index in the case of the low ratio. As the result of data analysis, we found 1 event from 11 which spectral behavior corresponds to the foreseen spectral evolution of microwave emission for the high ratio n_0/B . Thus, the high ratio n_0/B is the rare phenomenon in solar flaring loops.

Целью данной работы является диагностика физических условий (концентрация плазмы n_0 , магнитное поле B) в солнечных вспышечных петлях на основе спектральной эволюции их микроволнового излучения по данным наблюдений двухчастотного радиогелиографа Нобейма. Этот инструмент обладает высоким пространственным ($10''$ на 17 ГГц и $5''$ на 34 ГГц) и временным (0.1 сек) разрешением, что является отличительной особенностью по сравнению с предыдущими работами по диагностике физических условий, выполненными без пространственного разрешения. Кроме того, в работе были использованы данные наблюдений спутника GOES, принимающего мягкое рентгеновское излучение, и магнитографа MDI/SOHO, определяющего магнитное поле на уровне фотосферы Солнца.

Общепринято, что см-мм-излучение солнечных вспышек генерируется нетепловыми электронами, находящимися во вспышечной петле. Частотный спектр такого излучения с пиком на частоте спектрального максимума f_{peak} имеет характерные особенности: завалы спектра на $f < f_{peak}$ и на $f > f_{peak}$. Высокочастотный завал определяется степенным распределением электронов по энергиям. Низкочастотный (НЧ) завал может быть обусловлен самопоглощением или эффектом Разина [1]. Эффект Разина значите-

лен на частотах порядка или ниже частоты Разина $f_R \approx 20 n_0/B$, где f_p – плазменная частота, f_B – гирочастота, n_0 – концентрация плазмы, B – индукция магнитного поля. Для радиоисточников, заполненных плотной плазмой ($n_0 \geq 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$) и со слабым магнитным полем ($B \leq 300 \div 400 \text{ Гс}$), характерен эффект Разина, так как в таком источнике эффективность микроволнового излучения релятивистских электронов существенно уменьшается по сравнению со случаем источника с разреженной плазмой [2]. Таким образом, зная конкретную причину низкочастотного завала спектра ГС-излучения, можно качественно оценить частоту Разина, т.е. соотношение n_0/B . Модельные расчеты [3] показывают, что эволюция частотного спектра ГС-излучения разная в зависимости от соотношения n_0/B во вспышечной петле.

В случае сильного самопоглощения (эффект Разина незначителен – $f_R \approx 0.15 \text{ ГГц}$) характерное поведение параметра $\alpha \sim F_{34}/F_{17}$, характеризующего отношение потоков микроволнового излучения на частотах 17 ГГц и 34 ГГц, представлено на рис. 1b. Параметр α , согласно теоретическим предсказаниям, увеличивается на фазе роста излучения и уменьшается на фазе спада. Рассмотрены два случая: модель с постоянным показателем энергетического спектра электронов $\delta = \text{const}$ (сплошная линия) и модель с постепенным уплотнением энергетического спектра (пунктирная линия) – $\delta(t) = 4 - (t - t_{\text{max}})/t_{\text{max}}$, где t_{max} – момент максимума всплеска.

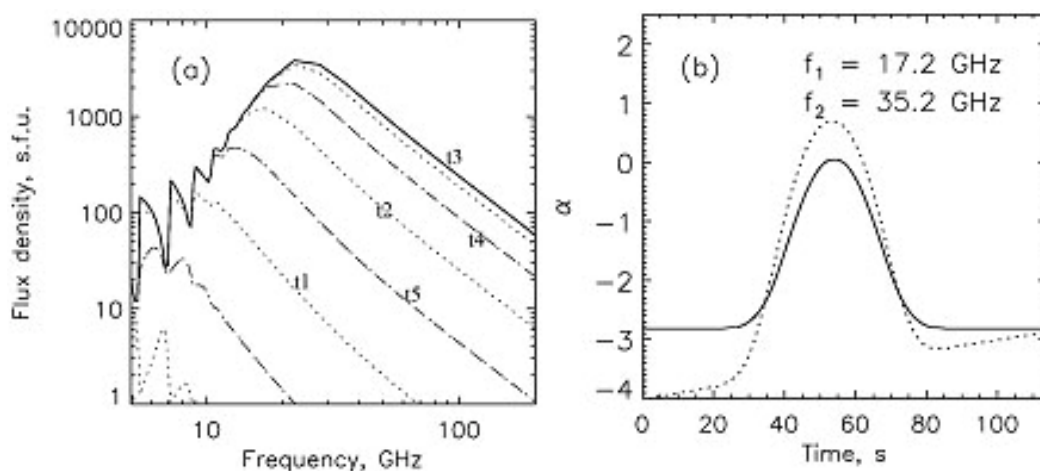


Рис. 1. Отношение n_0/B низкое (на низких частотах доминирует самопоглощение).
 Параметры модели: $n_0 = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $B = 600 \text{ Гс}$, $f_R \approx 0.15 \text{ ГГц}$

При сильном эффекте Разина ($f_R \approx 25 \text{ ГГц}$) параметр α увеличивается на фазе роста и продолжает увеличиваться на фазе спада, достигая положительных значений. На рис. 2b Показаны два случая реализации сильного эффекта Разина на частотах $f < f_{\text{peak}}$: постепенное уплотнение энергетического спектра электронов (сплошная линия) и случай увеличения концентрации плазмы во времени $n_0(t) = n_0 + 0.02t^2$ (пунктирная линия).

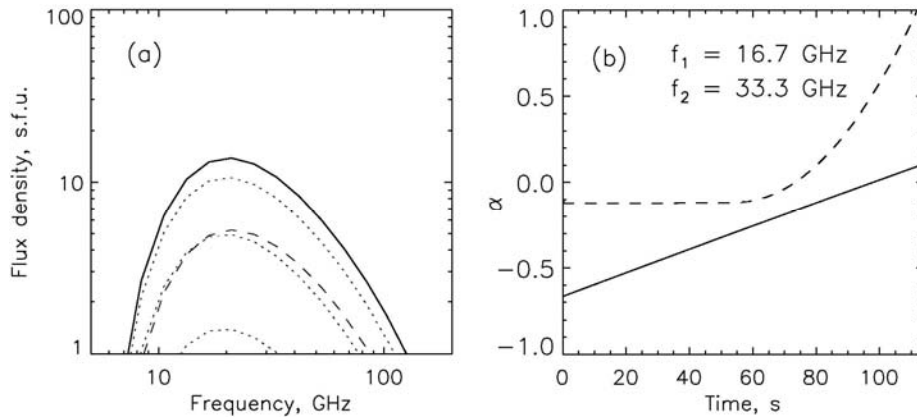


Рис. 2. Отношение n_0/B высокое (на низких частотах доминирует эффект Разина).
 Параметры модели: $n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $B = 150 \text{ Гс}$, $f_R \approx 25 \text{ ГГц}$

На рис. 3 представлен пример анализа спектральной эволюции микроволнового излучения для события 27 октября 2003 года. Из временных профилей потоков ГС-излучения на 17 и на 34 ГГц (толстая и тонкая линии соответственно) хорошо видно, как параметр α увеличивается на фазе роста, достигая значения $\alpha = 0$, и уменьшается на фазе спада. Такое поведение параметра α характерно для событий, в которых доминирует самопоглощение на частотах $f < f_{peak}$. Значит, эффектом Разина в правом основании можно пренебречь и $f_R \ll 17 \text{ ГГц}$. Из данных SOHO/MDI о величине магнитного поля следует, что во вспышечной петле $B \geq 1000 \text{ Гс}$. Отсюда, концентрация плазмы порядка $n_0 \geq f_R \cdot B/20 \sim 2 \div 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Эти выводы согласуются с результатами анализа данных по спутнику GOES, согласно которым, концентрация плазмы во вспышечной петле достигала $n_0 = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

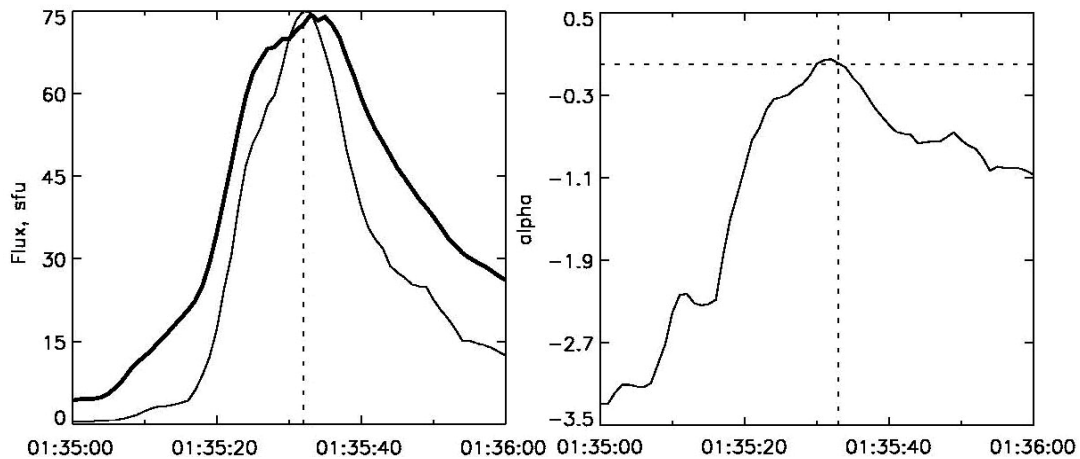


Рис. 3. Временной профиль потоков микроволнового излучения солнечной вспышки 27 октября 2003 г. и эволюция спектрального индекса в правом основании. Вертикальная пунктирная линия соответствует фазе максимума потока радиоизлучения. Горизонтальная пунктирная линия показывает значение $\alpha = 0$.

На рис. 4 представлены результаты анализа спектральной эволюции для события 16 августа 2005 года. Хорошо видно, как во всех участках петли параметр α увеличивается в течение всего всплеска, достигая поло-

жительных значений на фазе спада. Это свидетельствует о сильном эффекте Разина в данном событии (т.е. частота Разина сравнима с частотой гелиографа $f_l = 17$ ГГц: $f_R \sim 10 \div 15$ ГГц). Из данных SOHO/MDI о величине магнитного поля следует, что во вспышечной петле $B \leq 400$ Гс. Значит, концентрация плазмы $n_0 \geq f_R \cdot B/20 \sim 2 \div 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Эти выводы согласуются с результатами анализа данных по спутнику GOES, согласно которым, концентрация плазмы во вспышечной петле достигала значений $n_0 = 2.2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

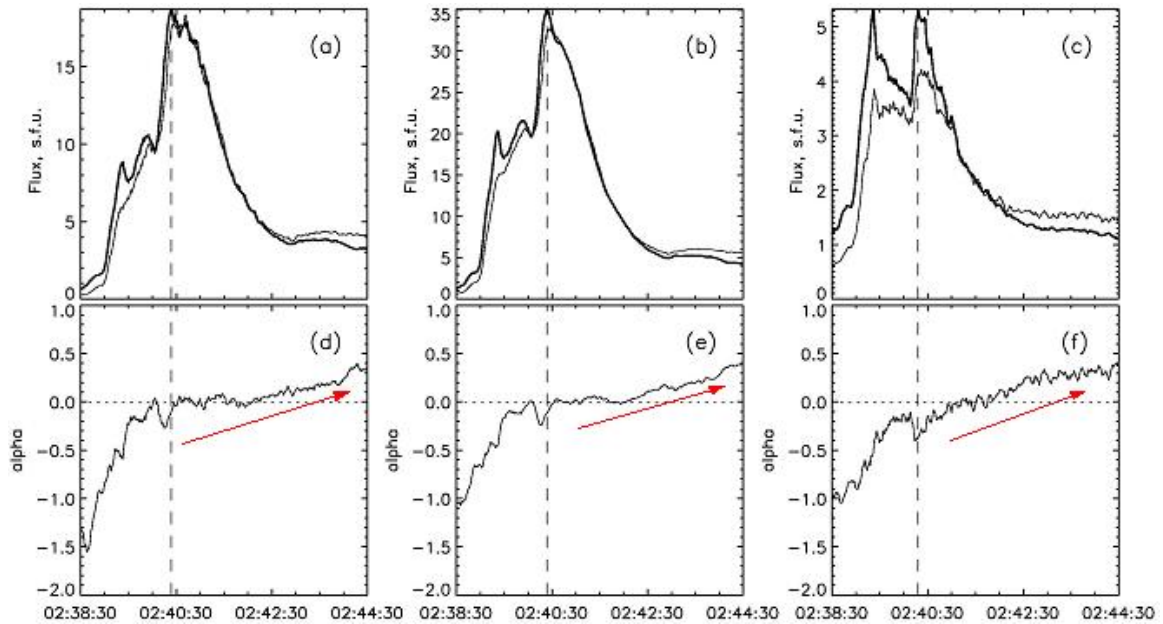


Рис. 4. Верхняя панель: временные профили потоков микроволнового излучения солнечной вспышки 16 августа 2005 г. в левом основании (а), в вершине петли (b) и в правом основании (c). Нижняя панель: эволюция спектрального индекса. Обозначения те же, что и на рис. 3.

В результате проведенного исследования обнаружено, что в 10 событиях из 11 основной причиной НЧ-завала спектра ГС-излучения является самопоглощение, и лишь в одном – эффект Разина. Значит, в большинстве событий отношение n_0/B – низкое, и в одном событии это отношение высокое. Таким образом, высокое отношение n_0/B – явление, достаточно редкое в солнечных вспышечных петлях.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 06-02-39029, 07-02-01066.

Литература

1. Разин В.А. Известия ВУЗов. Радиофизика. 1960, Т.3, С.584.
2. Melnikov V.F., Reznikova V.E., Shibasaki K., Nakariakov V.M. Spatially resolved microwave pulsations of a flare loop, 2005, A&A, 439, 729.
3. Melnikov V.F., Gary D.E., Nita G.M. Peak frequency dynamics in solar microwave bursts. SolarPhysics, 2008 (accepted).

СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Кузнецова М.А.

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

MEASURES OF SUNSPOTS MAGNETIC FIELD

Kuznetsova M.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

В представленной работе были рассмотрены данные из объединенной базы магнитных полей солнечных пятен, созданной в Пулковской обсерватории по материалам прошлых наблюдений программы «Служба Солнца СССР» в рамках гранта РФФИ 01-07-90289 и данные наблюдений в КРАО и Маунт Вилсон, выложенные на их страницах в Интернете.

Наблюдения магнитных полей солнечных пятен на разных обсерваториях обладают своей собственной индивидуальной системой. Различия между этими системами при сопоставлении данных магнитного поля одних и тех же пятен для разных обсерваторий могут быть более сотен гаусс [1]. Случайные ошибки измерений напряженностей магнитных полей солнечных пятен (Н) из-за влияния атмосферных факторов также могут достигать нескольких сотен гаусс.

Задача данной работы – сравнить значения Н одних и тех же пятен, полученные на разных обсерваториях.

CRAO – Крымская астрофизическая обсерватория; GAO – Главная астрономическая обсерватория; IMIS – Сиб.ИЗМИР, (г. Иркутск); MWILSON – обсерватория Маунт Вилсон; URAO – астрономическая обсерватория Уральского университета; USAO – Уссурийская астрономическая станция.

В этой работе системы наблюдений магнитных полей различных обсерваторий сравниваются с Пулковской (GAO) и между собой. На Рис. 1 представлены результаты этих сравнений, пунктирная линия – график уравнения регрессии, сплошная линия – график равных значений.

Из рисунка видно, что измерения GAO, с одной стороны, и CRAO и MWILSON в 1988 и 1994 гг. соответственно, с другой, достаточно хорошо согласуются между собой: линии регрессии мало отклоняются от линий равных значений. Хуже выглядит сравнение с GAO других станций, а также сравнение CRAO и MWILSON в 2004 г.

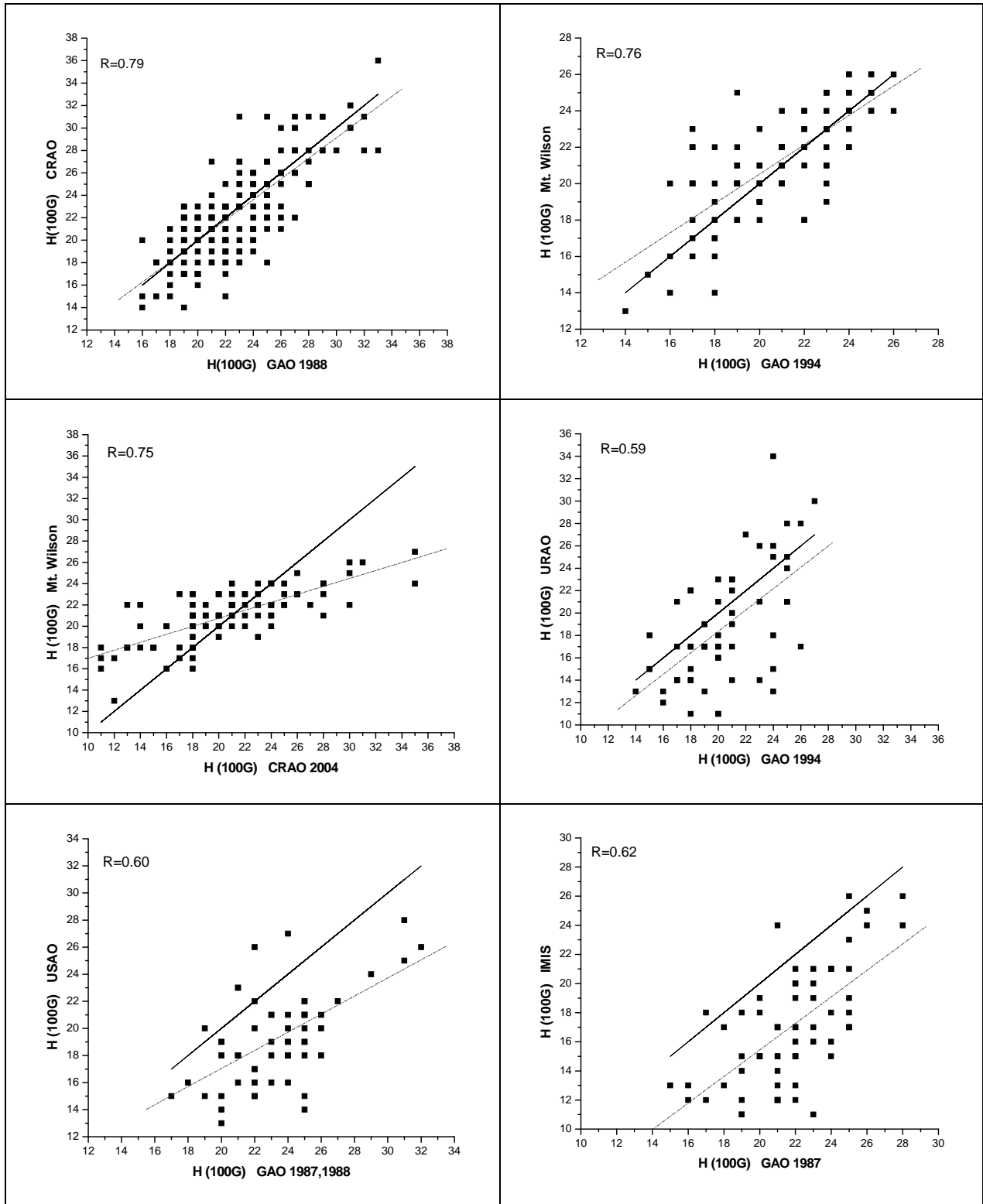


Рис. 1.

Литература

1. Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В. Среднегодовые значения напряженностей магнитных полей солнечных пятен в 1956-1974 гг. Труды международной конференции. ГАО РАН, Пулковое, 17-22 июня 2002, с.407

**УЗКОПОЛОСНАЯ ШИРОКОУГОЛЬНАЯ СТУПЕНЬ
ОПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА НА ОСНОВЕ ДВУХЛУЧЕВОГО
ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ПОЛУПРОЗРАЧНЫМ
МЕТАЛЛИЧЕСКИМ СЛОЕМ**

Кулагин Е.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург

**NARROW-BAND WADE-ANGLE STEP OF AN OPTICAL FILTER
ON THE BASE OF THE TWO-BEAM INTERFEROMETER
WITH SEMITRANSSPARENT METALLIC LAYER**

Kulagin E.S.

Main (Pulkovo) Astronomical Observatory, Russian Academy of Sciences, St.Petersburg

Abstract

The wide-angle stage for narrow-band optical filter has been designed and built on the base of the two-beam interferometer with semitransparent metallic layers. Application of the multiple successive two-beam interference of light on the semitransparent metallic layers allows to simplify the layout of the several successive stages.

For stability of the adjustment the built stage was pasted together from rectangular prisms with air gaps. The optical plate and wedges introduced in these gaps are used for adjustment and tuning. Application of the metallic layers and change of the glass path by wedge shift give possibility a tuning of the stage in wide spectral range.

Двумерная (фильтровая) спектроскопия находит все большее применение, особенно, при изучении быстро протекающих активных процессов на Солнце. Она позволяет получать карты магнитных полей и лучевых скоростей с высоким пространственным и временным разрешением. Двухлучевой интерферометр может исполнять роль узкополосной широкоугольной ступени оптического фильтра. Каждая такая ступень, также как ступень интерференционно-поляризационного фильтра (ИПФ), сужает полосу пропускания вдвое. Но в интерферометре не используются кристаллы. В нем легко достигается большая разность хода интерферирующих лучей. При определенном соотношении между разностью хода в стекле и в воздухе обеспечивается широкое поле зрения. Два оригинальных поляризационных интерферометра Майкельсона используются на SOHO в приборе MDI для сужения полуширины полосы пропускания ИПФ в линии NiI 6768Å с 465mÅ до 94mÅ [1].

Автором разрабатывается применение в двухлучевых интерферометрах полупрозрачных металлических слоев, изготовленных из металлов с большими показателями преломления (хром, вольфрам и др.) [2]. Полупрозрачные слои из таких металлов дают практически совпадающие по фазе интерференционные картины на двух выходящих изображениях источ-

ника. Это дает возможность осуществлять многократную последовательную двухлучевую интерференцию света (МПДИС) [3]. При использовании этого вида интерференции света в двухлучевых интерферометрах-ступенях фильтра нет необходимости в предварительном расщеплении луча для осуществления последующей ступени фильтра. Выходящие лучи из одного интерферометра (ступени фильтра) готовы к последующему переналожению, с необходимой разностью хода в стекле и в воздухе, в последующей ступени. При этом упрощается оптическая схема нескольких ступеней фильтра. Для практического применения этого вида интерференции решающее значение имеет значительное уменьшение поглощения металлического слоя в максимумах интерференционных картин.

Автором разработана оптическая схема и изготовлен рабочий макет первой ступени фильтра – двухлучевого интерферометра, рассчитанной на применении МПДИС в последующих ступенях. Входящий луч света расщепляется на полупрозрачном слое серебра с минимальными потерями на поглощение. Образованные когерентные лучи образуют интерференционную картину после переналожения на полупрозрачном слое хрома с необходимой разностью хода в стекле и в воздухе. Выходящие из интерферометра лучи готовы к последующему переналожению. Ступень склеена из прямоугольных призм и образует жесткий каркас с двумя воздушными зазорами. В воздушные зазоры установлены в оправках пластина и клинья, необходимые для юстировки ступени и создания необходимой разности хода. Испытания ступени показали устойчивость юстировки по времени и к умеренным внешним воздействиям (легкое постукивание, тряска). Применение металлических слоев и изменение оптического хода в стекле передвижением клина позволяют перестраивать ступень во всей видимой области спектра.

Разработанная ступень предназначена для сужения полосы пропускания существующих и вновь создаваемых фильтров.

Автор выражает благодарность сотрудникам ИСЗФ СО РАН В.М. Григорьеву, В.И. Скоморовскому и П.Г. Папушеву за внимание к работе и полезные советы.

Работа поддержана из средств, выделяемых на разработку межпланетной космической обсерватории “Стереозонд”.

Литература

1. *Scherrer P.H., Bogart R.S., Bush R.I., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., Schou J., Rosenberg W., Springer L., Tarbell T.D., Title A., Wolfson C.J., Zayer I. and the MDI engineering team. // Solar Phys., 1995. V.162. P. 143-154.*
2. *Кулагин Е.С. Оптический журнал. 2008. Т.75, №3. С.83-88.*
3. *Кулагин Е.С. Оптический журнал. 2003. Т.70, № 6. С.72-75.*

ПУЛЬСАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОДИНОЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Куприянова Е.Г.¹, Мельников В.Ф.², Shibasaki К.³

¹ГАО РАН, С.-Петербург, Россия, lioka@gao.spb.ru

²НИРФИ, Нижний Новгород, Россия, melnikov@nirfi.sci-nnov.ru

³Радио обсерватория в Нобеяме, Япония, shibasaki@nro.nao.ac.jp

PULSATIONS OF MICROWAVE EMISSION FROM SINGLE FLARING LOOPS

Kupriyanova E.G.¹, Melnikov² V.F., Shibasaki К.³

¹CAO RAS, St. Petersburg, lioka@gao.spb.ru

²НИРФИ, Nizhny Novgorod, melnikov@nirfi.sci-nnov.ru

³Nobeyama Radio Observatory, Japan, shibasaki@nro.nao.ac.jp

Abstract

One of the most important tools for studying non-stationary processes in solar flaring loops is the analysis of pulsations and oscillations of their radio emission with characteristic MHD time scales. In this work we study microwave pulsations observed in 12 flaring events with well resolved single microwave flaring loops using Nobeyama Radioheliograph and Radio Polarimeters. For the study we use methods both Fourier and wavelet spectral analysis to derive amplitude and phase characteristics of the quasi-periodical pulsations. For all events under study, one or more spectral components with periods from 3 sec to 40 sec have been discovered. Three types of oscillations were found: 1) with the spectral drift to shorter periods (mostly on the rise phase of a burst); 2) with the drift to longer periods (on the decay phase), and 3) with almost no spectral drifts.

Введение

При исследованиях солнечных вспышек особый интерес вызывают квазипериодические пульсации их микроволнового излучения с периодами от нескольких до десятков секунд [1,2]. Их присутствие свидетельствует о возможной модуляции эффективности генерации радиоизлучения или самого процесса энерговыделения МГД колебаниями вспышечных петель.

Наблюдения с высоким пространственным и временным разрешением дают возможность отождествлять конкретные МГД моды колебательных процессов во вспышечных петлях и на этой основе проводить более глубокую диагностику вспышечного процесса [2]. Наблюдения на радиогелиографе (NoRH) и радиополяриметре (NoRP) в Нобеяме (Япония) имеют достаточно хорошее угловое (5" и 10" на 34 и 17 ГГц, соответственно) и временное (100 мс) разрешения, чтобы определять размеры пульсирующих областей и исследовать тонкую спектральную структуру пульсаций. Поэтому задачей данной работы было выяснить: 1) является ли обычным присутствие квазипериодических пульсаций во вспышечных петлях; 2) возможно ли наличие нескольких спектральных компонент пульсаций в

одионочной вспышечной петле; 3) какова динамика спектральных компонент на фазах роста и спада всплесков.

Обработка данных

Для исследований были взяты 12 случайно отобранных вспышек с радиоисточниками в форме одиночных вспышечных петель, размеры которых в несколько раз превышают ширину диаграммы направленности NoRH на 34 ГГц. Вспышечные петли выбирались в центральной части солнечного диска, чтобы уменьшить влияние джиттер-эффекта.

Для удаления плавной подложки (низкочастотной компоненты) исходные временные профили потоков радиоизлучения F_f на частотах $f = 17$ и 35 ГГц по данным NoRP и корреляционные профили на частотах $f = 17$ и 34 ГГц по данным NoRH сглаживались методом скользящего среднего по интервалам τ от 5 с до 50 с (F_f^{sm}). Из исходных данных выделялась высокочастотная компонента: $F_f^{hf} = F_f - F_f^{sm}$ для каждого интервала τ . Затем определялась глубина модуляции радиоизлучения $\Delta_f = F_f^{hf} / F_f^{sm}$. Для исследования временных рядов Δ_f использовались методы спектрально-корреляционного и вейвлет анализа.

Результаты анализа

Одним из главных результатов проведенного анализа является то, что во всех выбранных вспышечных петлях надёжно установлено присутствие хотя бы одной спектральной компоненты с квазипериодом в интервале от 3 до 40 с. Показано, что в одной вспышке могут присутствовать одновременно более двух уверенно разделённых спектральных компонент с разными типами поведения во времени. Ниже для иллюстрации обнаруженных типов пульсаций представлены результаты анализа радиоизлучения трёх вспышек: 31 мая, 3 июля и 28 июля 2002 г.

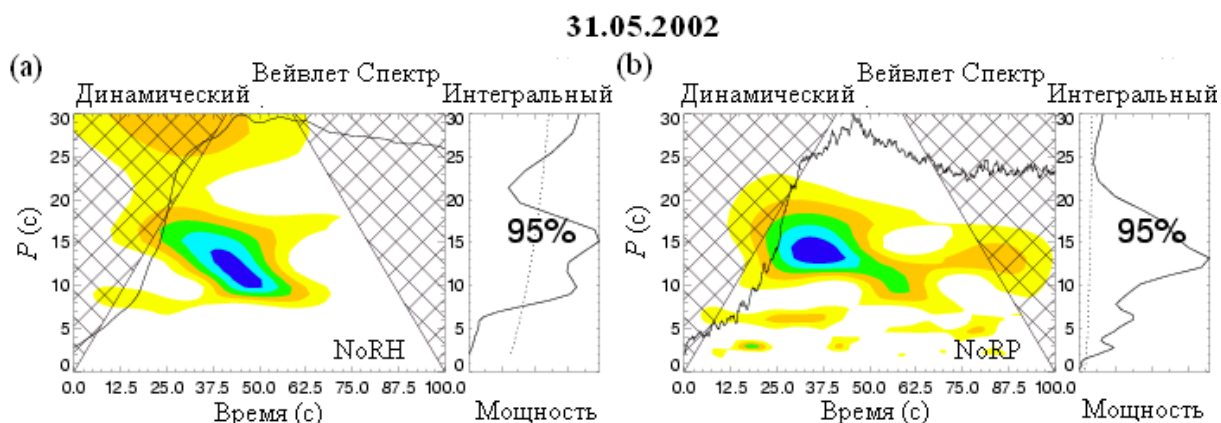


Рис. 1.

На рис. 1 представлены результаты вейвлет анализа временных профилей вспышки 31 мая 2002 г. на основе данных, полученных на инструментах NoRH и NoRP. Для наглядности на динамические вейвлет спектры наложены нормированные профили потока радиоизлучения на частоте 17 ГГц. На динамическом вейвлет спектре отчетливо видна спектральная компонента с дрейфом в сторону меньших периодов: от $P \approx 16$ с до $P \approx 9$ с на фа-

зах роста и максимума интенсивности всплеска. Эта спектральная компонента зарегистрирована сразу двумя инструментами. Причём, и по данным NoRH, и по данным NoRP, она имеет сходный характер дрейфа. Это свидетельствует в пользу того, что данная компонента действительно существует, а не является артефактом обработки. Приведённые на рис.1 графики построены для постоянной сглаживания $\tau = 10$ с. При других значениях τ вид спектральной компоненты сохраняется. Пульсации наблюдаются на протяжении пяти периодов. Таким образом, добротность пульсаций составляет $Q \sim 15$.

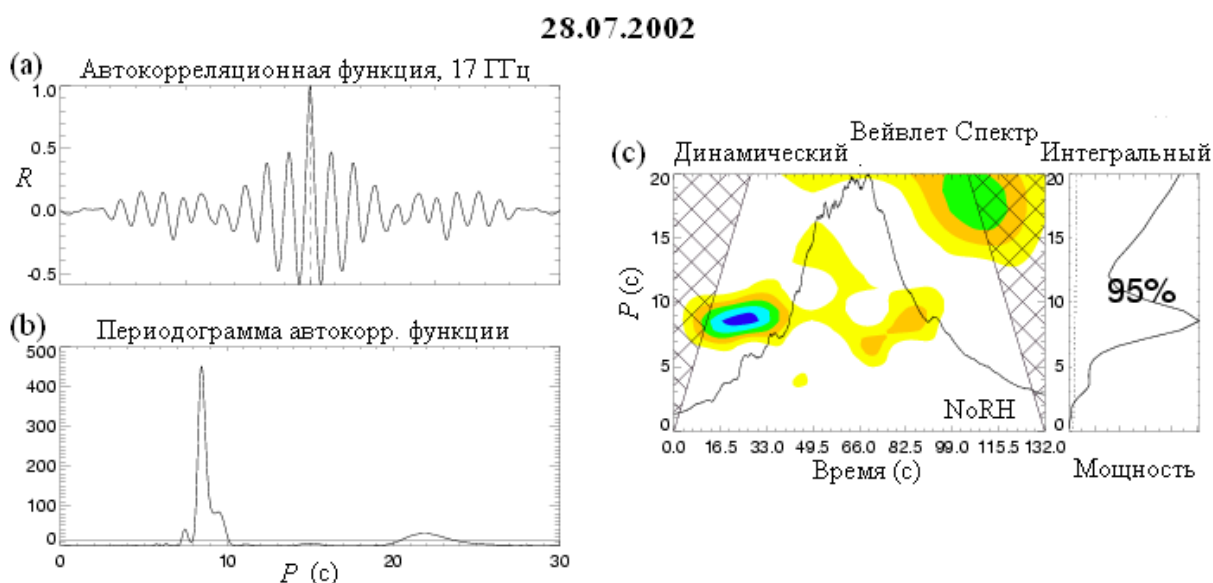
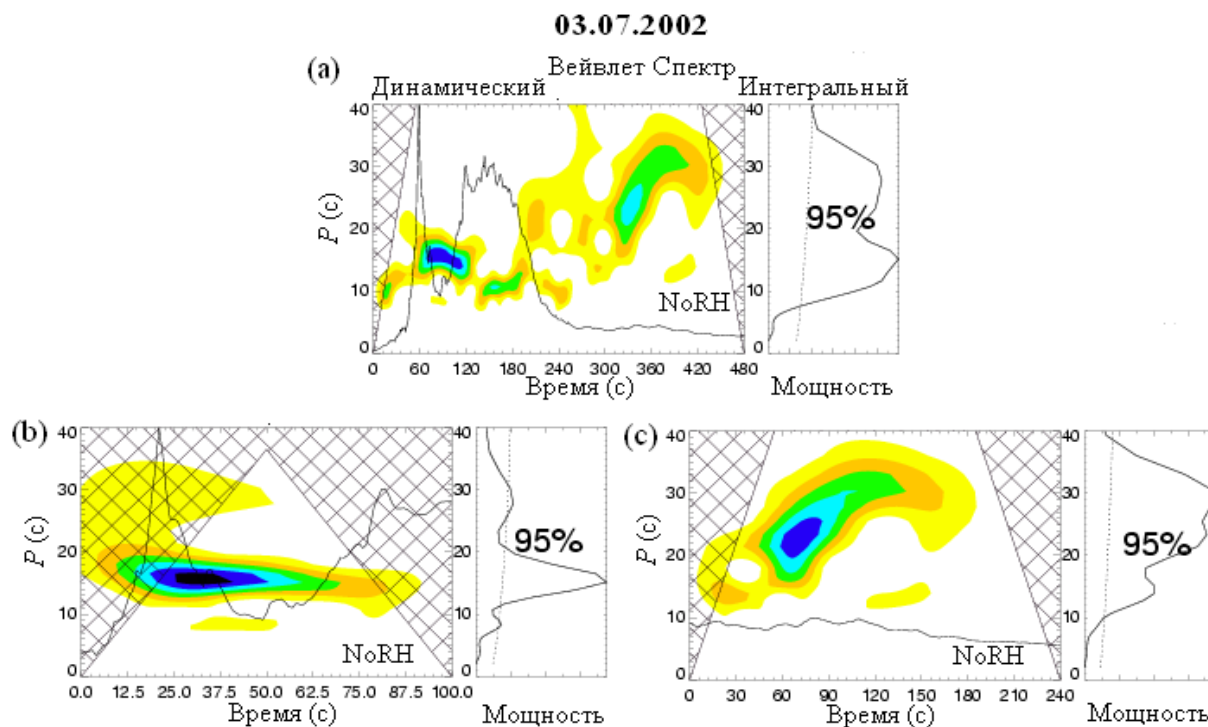


Рис. 2.

Рис. 2 показывает результаты спектрально-корреляционного и вейвлет анализа радиоизлучения вспышки 28 июля 2002 г. На периодограмме автокорреляционной функции $R(\Delta_{17})$ отчётливо видна компонента с периодом $P \approx 8-9$ с (рис. 2b). Эта компонента также присутствует в радиоизлучении на 34 ГГц и в кросскорреляционной функции между 17 и 34 ГГц. Периодический характер автокорреляционной функции R (рис. 2a) на большом временном интервале позволяет заключить, что эти пульсации сохраняют фазу на протяжении всего всплеска. На динамическом вейвлет спектре видно, что на фазе максимума эти пульсации ослабевают, уступая в интенсивности более высокочастотной компоненте (рис. 2c). На фазе спада радиоизлучения они появляются вновь, но уже менее интенсивные. Период пульсаций сохраняется постоянным в течение почти 100 с. Добротность пульсаций составляет $Q \sim 35$.

Интересное спектральное поведение демонстрирует всплеск 3 июля 2002 г. (рис. 3), состоящий из двух импульсных и одного плавного пиков интенсивности (рис. 3a). Отметим, что для всех трёх пиков источником была одна и та же всплещная петля. На вейвлет спектре видны два типа пульсаций. Во-первых, пульсации с постоянным периодом $P \approx 15$ с и доб-



ротностью $Q \sim 12$ на фазе спада первого пика всплеска (рис 3а,б). Они аналогичны пульсациям, представленным на рис. 2. Во-вторых, пульсации с дрейфом в сторону больших периодов: от $P \approx 20$ с до $P \approx 30$ с и добротностью $Q \sim 12-15$ (рис. 3а,с) на заключительной фазе всплеска.

Заключение

В исследуемых вспышках обнаружены пульсации трёх типов. Во-первых, пульсации со средним периодом 15-20 с и 8-10 с, сохраняющимся постоянным на протяжении более или порядка 4-5 периодов. Во-вторых, пульсации с таким же по порядку величины периодом, но уменьшающимся на фазе роста интенсивности всплеска. Такие пульсации мы связываем с глобальной модой радиальных БМЗ осцилляций корональной петли. В третьих, пульсации с периодами $P > 20$ с, дрейфующими к большим значениям на фазе спада всплеска. Такой тип пульсаций может быть связан либо с акустическими стоячими волнами, либо с основной гармоникой изгибающей (кинк) моды. Идентификация колебательных мод и интерпретация наблюдаемой спектральной динамики требуют дальнейшего детального анализа.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 06-02-16859, 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-01066.

Литература

1. Melnikov V.F., Reznikova V.E., Shibasaki K., Nakariakov V.M. – Astron. Astrophys. – 2005, v.439, p. 727.
2. Nakariakov V.M., Stepanov A.V. – Lect. Notes Phys. – 2007, v. 723, p. 221.

ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ВРЕМЕННЫХ РЯДОВ ИНДЕКСОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ МЕТОДОМ УЗКОПОЛОСНОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Лейко У.М.

*Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко*

RESOURCES OF TIME SERIES INVESTIGATIONS OF SOLAR AC- TIVITY INDICES BY NARROW-BAND FILTERING METHOD

Leiko U.M.

Astronomical observation of Kiev Taras Shevschenko National University

Abstract

Technique of time series processing based on spectrum analysis, narrow-band filtering and amplitude-modulated signal simulation is presented. Significant peaks of the power spectrum of solar activity time series fit with amplitude-modulated sinusoidal waveform. Simulation of this waveform allow to determine characteristics of modulating functions such as period, time of maximum, etc. Thus it can yield a new information about variations of solar activity. Wolf number time series are processed with use of this technique.

Мощным инструментом для изучения периодических процессов является спектральный анализ временных рядов [1].

В представленной работе изложена методика исследования временных рядов, являющаяся комбинацией нескольких методов – Фурье-преобразования, узкополосной фильтрации, «очистки» временного ряда. По этой методике нами были обработаны временные ряды среднегодовых (1700-2007 гг.) и среднемесячных чисел Вольфа (1749-2007 гг.).

В первом ряду рис. 1 приведены исходный ряд среднегодовых чисел Вольфа **Wyearly** и его спектр мощности **Pow Wyearly**. На следующей панели рис.1 на левом графике приведен ряд **filow**, полученный в результате прямого преобразования Фурье ряда среднегодовых чисел Вольфа, в котором обнулен частотный диапазон, соответствующий диапазону периодов 50–300 лет. На правом графике – отфильтрованный ряд **ss**, полученный в результате обратного преобразования Фурье ряда **filow**, т.е. ряд, содержащий сигналы с частотами, соответствующими периодам 2-50 лет. График на левом рисунке в третьем ряду – результат вычитания из исходного ряда **s** отфильтрованного ряда **ss** (**sn=s-ss**), т.е., это ряд, содержащий сигналы с периодами 50-300 лет (три колебания). Спектр мощности ряда **sn** (правый рисунок в третьем ряду) содержит именно эти периодичности. Таким же образом можно получить ряд, содержащий сигнал только одной частоты. В четвертом ряду приведен временной ряд, содержащий сигнал с периодом около 218 лет (левый график) и его спектр мощности.

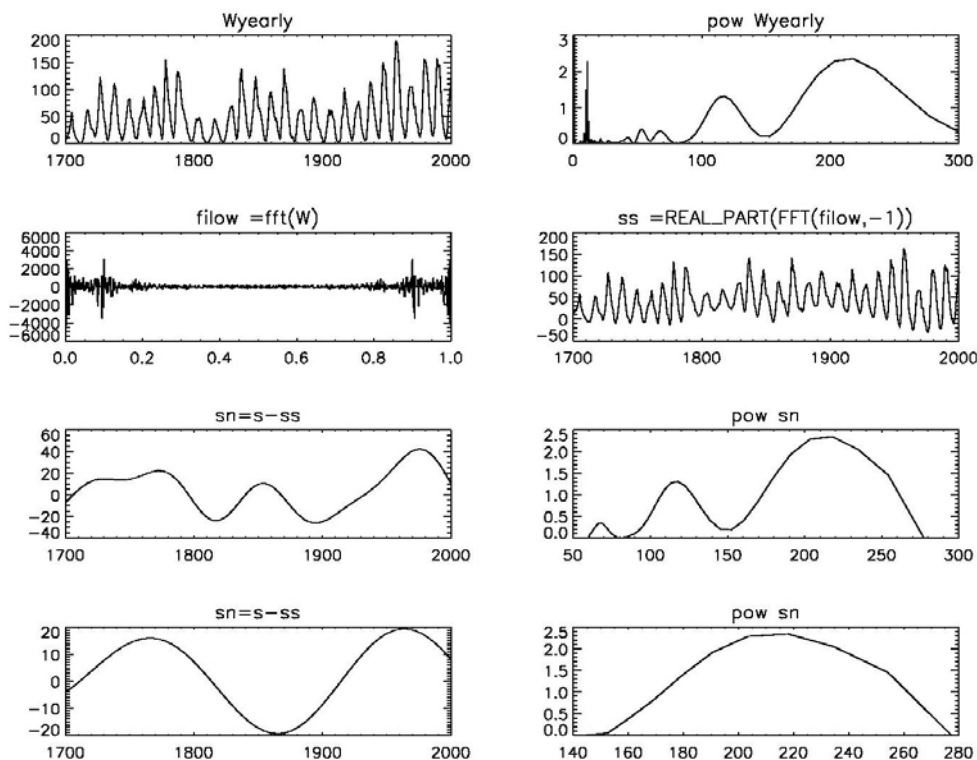


Рис. 1. По оси абсцисс – календарное время периоды в годах, по оси ординат – число Вольфа и спектральная амплитуда в безразмерных единицах.

Таким образом были получены чистые модулированные синусоиды для частот, соответствующим пикам в области периодов ~8-200 лет.

Следующий этап обработки – моделирование полученных модулированных сигналов S

$$S = a \cdot [1 + m \cdot f(t)] \cdot \sin(\omega \cdot t + \varphi)$$

где a , ω , φ – амплитуда, частота и фаза в начальный момент модулируемого синусоидального колебания; $f(t) = \sin(\Omega \cdot t + \varphi_m)$ – модулирующая функция, имеющая частоту Ω и начальную фазу φ_m ; m – глубина модуляции, имеющая значения от 0 до 1. При моделировании модулированного сигнала S с несущей частотой ω использовалось пять параметров: a , φ , Ω , φ_m , m и центральный год эпохи максимума модулирующей функции. Опорными параметрами были несущая частота ω и центральный год эпохи максимума модулирующей синусоиды, остальные параметры варьировались до наилучшего совпадения моделированного сигнала с полученным

Оказалось, что периоды модулирующих функций приблизительно одинаковы для обоих рядов и находятся в диапазоне 350-660 лет. Таким образом, получена информация о периодичностях солнечной активности, превышающих длину временного ряда.

Литература

1. Терезиш В.Ю. Анализ временных рядов в астрофизике. М.: Наука. 1992. 389 с.

МОДУЛИРУЮЩИЕ ПЕРИОДЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ПРОГНОЗ ОЧЕРЕДНОГО ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКОГО МИНИМУМА

Лейко У.М.

*Астрономическая обсерватория
Киевского национального университета имени Тараса Шевченко*

MODULATING PERIODS OF SOLAR ACTIVITY AND FORECAST OF NEXT LONGTERM MINIMUM

Leiko U.M.

*Astronomical observation of
Kiev Taras Shevschenko National University*

Abstract

Wolf number time series was processed under technique based on spectrum analysis, narrow-band filtering and amplitude-modulated signal simulation. The characteristics of modulating functions such as period and time of maximum are determined. It is shown that the next minimum of the modulating functions will be in the epoch 2032-2232.

В настоящее время возрос интерес к изучению солнечной активности с целью выявления длительных тенденций солнечной активности и солнечно-земных связей [1-2] и в связи с проблемой изменения климата [3].

Возможности исследования долговременных вариаций по инструментальным рядам наблюдений ограничены их длиной. Поэтому для этой цели используются более длинные ряды косвенных данных о солнечной активности, например, ряды космогенных изотопов ^{14}C и ^{14}Be [4].

Актуальным является поиск новых методов обработки временных рядов инструментальных наблюдений с целью выявления долгопериодических вариаций солнечной активности.

Модулирующие периоды солнечной активности

В работе [5] изложена методика обработки временных рядов чисел Вольфа, базирующаяся на применении спектрального анализа, узкополосной частотной фильтрации и моделировании амплитудно модулированных сигналов.

В результате моделирования нами были определены значения периодов модулирующих функций. Оказалось, их значения находятся в пределах 350-660 лет. Следует упомянуть, что циклические колебания с периодами 350 и 1200 лет были выявлены Комитовым и Кафтаном [1].

На рис. 1 приведены моменты наступления максимумов полученных модулирующих функций (треугольники). Наблюдаются следующие закономерности. Чем больше период модулирующей функции, тем позже по

времени наступает ее максимум. Треугольники на рис.1 образовали три линии, т.е., вся группа периодов разбилась на три группы. Если пронумеровать прямые на рис. 1 сверху вниз, то первый период модулирующей функции первой группы и последний период второй группы имеют близкие (почти совпадающие) моменты наступления максимального значения амплитуды модулирующей функции – 1956 г. и 1943 г. соответственно. То же самое наблюдается и со второй и третьей группой периодов. Самые высокие модулирующие периоды в третьей группе.

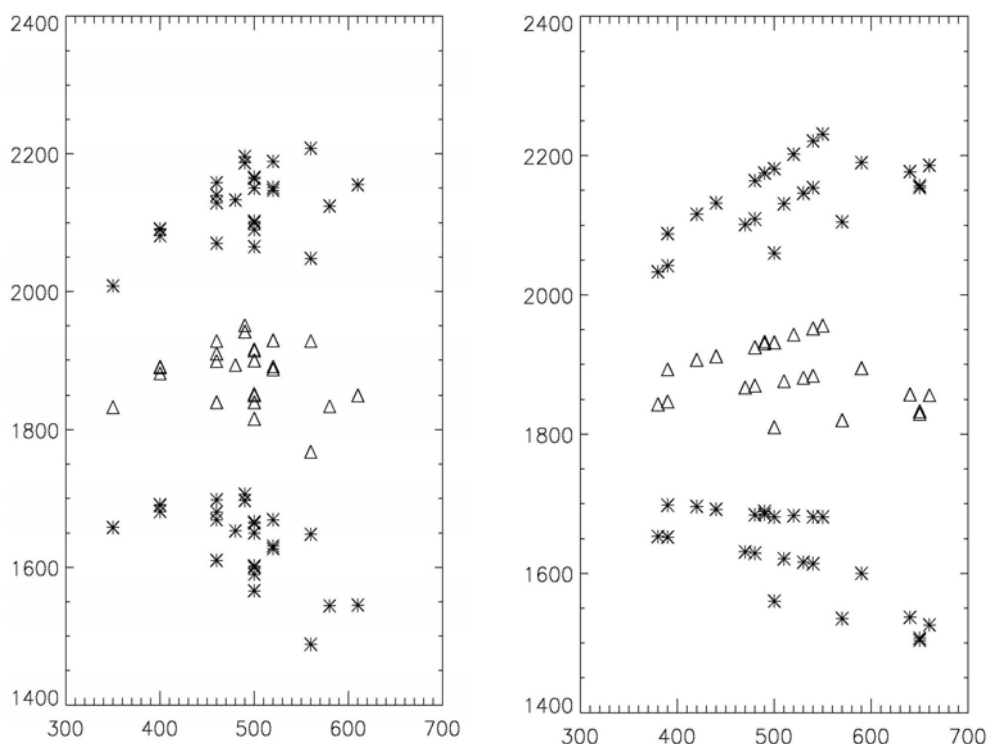


Рис. 1. Моменты максимумов (треугольники) и предыдущего и будущего минимумов (звездочки соответственно в верхней и нижней частях рисунка) модулирующих функций, полученные при обработке рядов среднегодовых чисел Вольфа (левый рисунок) и среднемесячных чисел Вольфа (правый рисунок). По оси ординат – календарные годы, по оси абсцисс – значение модулирующего периода в годах

Если анализировать несущие периоды – картина противоположная. В первую группу вошли несущие периоды с самыми высокими значениями – с 184.9 г. по 21.22 г (за исключением периодов 71.9 г. и 27.5 г.) и группа хорошо известных 4 периодов с 11.88 г. по 9.99 г. Во второй группе – периоды 19.10 г. по 12.75 г. (за исключением периода 13.28 г.) и периоды 27.54 г. и 8.12 г. В третьей группе – четыре коротких периода с 9.52 г по 8.49 г. и периоды 71.92 г. и 13.28 г.

По моментам наступления максимума амплитуды модулирующего периода первой идет третья группа (что хорошо видно на рис. 1). Все максимумы этой группы имели место в первой половине XIX столетия, второй

группы – во второй половине XIX столетия, первой группы в первой половине XX столетия.

Итак, исходя из выше изложенного, можно сделать следующие выводы. Чем выше значение несущего периода, тем меньше значение периода модулирующего его синусоиды. Чем меньше значение несущего периода, тем раньше имел место максимум его модулирующей функции.

Эпохи минимумов и максимумов модулирующих функций

Как уже упоминалось, на исследуемом интервале времени наблюдались только эпохи максимумов модулирующих функций. Длительность эпохи экстремума модулирующей синусоиды определить четко достаточно трудно, поскольку она зависит от нескольких параметров: несущего периода, модулирующего периода, глубины модуляции (которые в свою очередь определены приблизительно). Поэтому в настоящей работе мы будем пользоваться термином центральный год эпохи максимума (минимума). Он определялся как среднее значение моментов максимального и минимального значения амплитуды модулированной синусоиды.

Определив значения модулирующих периодов, мы определили моменты наступления двух ближайших минимумов (предыдущего и будущего) модулирующих функций (рис. 1). Эпохи предыдущих минимумов модулирующих функций распределены в двух временных интервалах: 1504-1537 гг. и 1600-1698 гг. Как известно, в 1645-1715 гг. наблюдался длительный минимум солнечной активности (маундеровский минимум). Предыдущая эпоха минимума тринадцати из двадцати пяти рассмотренных модулированных колебаний приходится как раз на этот интервал времени. Эпохи минимума еще шести периодичностей находятся в интервале времени 1600-1645 гг., т. е. в непосредственной близости маундеровского минимума. Эпохи минимума остальных шести модулированных периодичностей приходится на первую треть шестнадцатого века (1504-1537 гг.), следующую за шпереровским минимумом солнечной активности (1400-1500 гг.). Таким образом, причиной маундеровского минимума может быть то, что в этот интервал времени имели минимум достаточно большое число модулированных колебаний. Следует ли ожидать в ближайшем будущем минимум солнечной активности, подобный маундеровскому? Проанализируем центральные моменты времени эпох ближайших будущих минимумов (рис. 1, крестики в верхней части рисунков). Как видно из рис.1, моменты наступления ближайшего будущего минимума находятся в пределах временного интервала 2033-2231 гг. и охватывают три столетия. В XXI столетии минимум будут иметь пять модулирующих функций, в XXII – 17, в XXIII – 3. Напомним, что в течение маундеровского минимума 13 модулирующих синусоид имели минимальную амплитуду. Исходя из этого, можно предположить, что следующий продолжительный минимум солнечной активности следует ожидать в XXII столетии. Длительность его,

судя по расположению точек в верхней части рис. 1, ожидается больше ста лет, т.е., длиннее маундеровского минимума. Понижение уровня солнечной активности следует ожидать и в XXI веке: два первых минимума модулирующих функций ожидается уже в 2033 г. и 2044 г., а еще три минимума – во второй половине XXI столетия.

Основные результаты

В результате обработки временных рядов наблюдений солнечных пятен была получена новая информация о вариациях солнечной активности – существовании вариаций в диапазоне периодов 350-660 лет, которые модулируют хорошо известные периодичности в области периодов ~8-200 лет. Анализ этих периодичностей показал, что эти периодичности в течение исследуемого интервала времени, а именно в течение 1700-2007 лет, имели максимум. Ближайший прошлый минимум этих модулирующих функций совпал по времени с маундеровским минимумом солнечной активности. Поэтому вполне логично предположить, что маундеровский минимум солнечной активности наступил вследствие суперпозиции минимумов большого числа периодических процессов солнечной активности. Ближайший будущий минимум полученного класса периодичностей (вариаций) ожидается в 2032-2232 гг., а наибольшее их количество приходится на XXII столетие. Т.е. следующий продолжительный минимум солнечной активности, очевидно, будет иметь место в XXII столетии, его длительность будет около ста лет.

Выявлен ряд интересных свойств нового класса периодичностей. Оказалось, чем длиннее несущий период, тем короче период модулирующей его синусоиды. Чем больше период модулирующей функции, тем позже по времени наступает ее максимум.

Литература

1. *Комитов Б.П., Кафтан В.И.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2003. Т. 43, №5. С. 592.
2. *Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. журн. 2006. Т. 32, №5. С. 382.
3. *Башикирцев В.С., Машинич Г.П.* // Солнечно-земная физика. 2005. Выпуск 8. С. 179
4. *Vasiliev S.S. and Dergachev V.A.* // Annales Geophysicae. 2002.Т. 20. Р. 115.
5. *Лейко У.М.* // Настоящий сборник. Возможности исследования временных рядов индексов солнечной активности методом узкополосной фильтрации. 2008 . С.

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МОЩНЫХ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЯВЛЕНИЯХ НА СОЛНЦЕ

Лившиц М.А.

ИЗМИРАН

GAS-DYNAMIC PROCESSES IN NON-STATIONARY PHENOMENA ON THE SUN

Livshits M.A.

*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of
Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow Region, Russia*

Abstract

New model for the CME/flare event that includes impulsive energy release and formation of post-eruptive arcade is proposed. It supposes that plasma is ejected after the pulse, but its part stays in the corona and then falls down. This moving downward flux provides additional inflowing of plasma and its heating that supports prolonged life of arcade.

К настоящему времени имеются наблюдения свыше 50000 рентгеновских солнечных вспышек, некоторые из них детально изучены в различных диапазонах с высоким пространственным и временным разрешением.

Источником энергии мощных нестационарных явлений служит магнитное поле. Развитие неустойчивостей МГД-конфигурации приводит к выделению энергии, которое сопровождается нагревом плазмы и ускорением частиц. Нестационарное явление начинается чаще всего с медленного нагрева, который может вызывать слабый крупномасштабный выброс массы – СМЕ. Затем происходит мощное импульсное энерговыведение, дающее начало собственно вспышке. При этом частицы ускоряются до высоких энергий, и часть вещества выбрасывается на значительные высоты, формируя вспышечную часть СМЕ. Сама вспышка представляет собой систему трубок магнитных силовых линий, заполненных горячей плотной плазмой.

Несмотря на огромное разнообразие нестационарных процессов, удастся понять некоторые общие физические закономерности. Импульсные процессы, происходящие в одной петле, описываются следующим сценарием. Частицы, ускоренные в корональной части петли, распространяются вдоль петли, достигая нижележащих плотных слоев хромосферы. Температура, а, следовательно, и давление в этой области близ основания петли сильно повышается, и от нее вверх и вниз идут два возмущения (рис.1). Петля постепенно заполняется горячей плазмой, которая сильно излучает в мягком рентгеновском диапазоне. Системы таких петель и являются наиболее характерной особенностью вспышки.

Однако такой сценарий хорошо описывает слабые импульсные явления. Наблюдения дают возможность вычислить меру эмиссии и, соответственно, количество горячей плазмы в петлях. Сравнение газодинамических расчетов с наблюдениями вспышек, мощнее M1, показывает во многих случаях, что количество плазмы, испаряющейся из оснований петель, совершенно недостаточно для объяснения наблюдений. Поэтому приходится изыскивать дополнительные возможности заполнения петель необходимым количеством вещества. Для соответствующих быстрых импульсных вспышек был даже введен специальный термин «компактные вспышки», поскольку они не выходят за пределы активной области.

Вторым важным моментом для понимания физики явлений служит надежное свидетельство того, что СМЕ, формирующееся после импульса, раскрывает часть замкнутых магнитных силовых линий. Последующая релаксация (восстановление) МГД-конфигурации приводит к образованию коронального токового слоя и процессу пересоединения магнитных силовых линий. Под действием натяжения магнитных силовых линий петли, располагающиеся под токовым слоем, сжимаются (shrinkage effect), в то время как вышележащая плазма выбрасывается наружу. В событиях достаточной мощности весь процесс быстро распространяется вдоль нейтральной линии раздела полярностей магнитного поля и тем самым формируется постэруптивная (ПЭ) аркада петель.

1. Две основные стадии развития мощных нестационарных явлений

Далее рассмотрим большие явления или отдельные эпизоды в них. Мощное энерговыделение в одном или нескольких импульсах приводит к выбросу в корону значительного количества вещества. Часть его уносится в межпланетное пространство, а другая часть остается во внутренних областях короны. Впервые на наблюдения нисходящих потоков газа было обращено внимание в [1] для события 21 апреля 2001 г. и нескольких других явлений. Эти потоки могут участвовать в формировании ПЭ аркады.

Итак, общая идея состоит в том, что в небольшой области над хромосферой быстро выделяется большое количество энергии (рис.2). В результате возникает ситуация, аналогичная «сосредоточенному удару по поверхности быстрым снарядом, резко тормозящимся вблизи нее» ([2], стр.653). От точки O бежит ударная волна. В [2] рассматриваются две возможности – когда в верхней полусфере присутствует вещество или существует вакуум. В последнем случае фронт ударной волны имеет форму своеобразной «чаши», из которой газ, нагретый ударной волной, вытекает наружу. Направленная вниз ударная волна движется быстрее всего в направлении, перпендикулярном поверхности $z = 0$, и медленнее вдоль нее, где она ослабляется за счет расширения газа в пустоту. Поэтому поверхность ударного фронта вытянута вниз по сравнению с полусферой. Как и в одномерном моделировании, внутри чаши образуется поверхность раздела

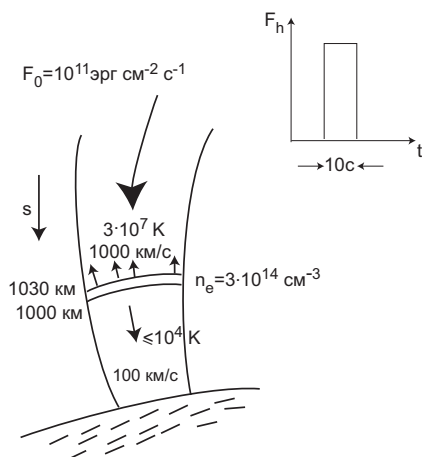


Рис. 1. Отклик солнечной атмосферы на нагрев потоком ускоренных электронов. Указаны поток энергии, его 10-с профиль, физические параметры плазмы.

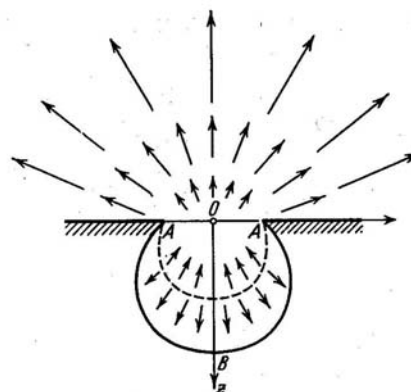


Рис. 2. Поле скоростей при сосредоточенном ударе [2].

(пунктир на рис.2), от которой нагретый газ оттекает наружу. Заметим, что по сравнению с одномерным расчетом здесь возрастает площадь ударного фронта, что существенно для характеристик возникающих при «взрыве» потоков частиц и излучения.

Для того чтобы представить характер развивающихся движений, мы использовали автомодельные решения как для случая взрыва над поверхностью, так и в неоднородной среде [2, главы 12 и 23]. Учитывая то, что излучательная способность космической плазмы весьма велика, принято, что движущаяся вниз ударная волна близка к изотермической. Разумеется, магнитное поле может несколько изменить характер движений и, прежде всего, разлета плазмы вверх, но в данном случае это не учитывается. Наряду с приведенными в [2] результатами, были получены соотношения физических характеристик плазмы на фронте ударной волны и определены их зависимости от её скорости. В результате получено, что за время порядка 100 сек волна распространяется вниз до расстояния $OB \approx 2$ шкалы высот хромосферы. При общей энергии «удара» 10^{31} эрг в корону должно поступать $10^{15} - 10^{16}$ грамм. Некоторая неопределенность здесь связана с тем, что соотношение между массой и энергией определяется на самой ранней стадии развития процесса, когда автомодельный режим только устанавливается. Кроме того, этот процесс должен развиваться на значительной площади, которая принята здесь 10^{18} см^2 .

Таким образом, в предлагаемой модели общая энергия процесса позволяет объяснить вынос значительных масс плазмы наружу. Сравнение проведенного рассмотрения с нашими одномерными расчетами показывает, что здесь возмущение распространяется вниз примерно до того же уровня – той же лагранжевой координаты, соответствующей плотности хромосферы около 10^{14} см^{-3} . Различие площадей движущегося вниз удар-

ного фронта в одномерной и двумерной постановке задачи несколько улучшает оценку массы СМЕ, связанного со вспышкой. Самым существенным является то, что в одномерном газодинамическом моделировании воздействия пучка ускоренных частиц на хромосферу длительность элементарного импульса составляет несколько секунд. В данном случае процесс затухает постепенно, и в полной мере сказывается всасывающее действие поднимающегося столба горячего газа. Именно в этом проявляется определенная аналогия между газодинамическими процессами при мощных солнечных нестационарных явлениях и взрывом термоядерной бомбы.

Разумеется, при МГД-моделировании вспышечных процессов фронт ударной волны в короне выделяется весьма отчетливо. Так, увеличение плотности на фронте волны в короне отмечается в результатах [3]; это же надежно выделяется в ряде расчетов СМЕ, в частности, в работе [4].

2. Формирование постэруптивной аркады

Некоторое указание на втекание горячей плазмы в корональную часть вспышки получено в работе [1]. Тонкие темные структуры наблюдаются в течение 5 – 10 минут после окончания импульсной фазы, причем вначале скорости составляют 100 – 600 км/с, а затем быстро уменьшаются. На коронографе LASCO 2 SoHO в потоке плазмы, поднимающемся на расстояние 2 – 4 радиуса Солнца, скорости опускающихся элементов доходят до 100 км/с, и эти движения сохраняются около 10 часов. В последние годы такие явления стали изучаться как по данным *Yohkoh*, так и по наблюдениям на КОРОНАС-Ф [5]. Существенным для исследования этого вопроса оказалось обнаружение долгоживущих корональных конденсаций, регистрируемых в линии Mg XII, и связь изменений в этих образованиях с эруптивными процессами [6].

Обычно после всей импульсной фазы (одного или нескольких жестких рентгеновских всплесков) образуется облако корональной плазмы, которое постепенно оседает вниз. При падении вещества, которое усиливается за счет направленного вниз потока плазмы и ускоренных частиц из коронального токового слоя, на нижележащие замкнутые силовые линии может сформироваться ПЭ аркада. Затем очень слабый нагрев в верхней части арок обеспечит их длительное существование. Основная часть вещества может попадать на замкнутые силовые линии (горизонтального диполя) как непосредственно около очага импульсного энерговыделения, как, например, во вспышке 14 июля 2000 г., так и на расстояниях 100 – 200 тыс. км, как во вспышке 15 июня 1991 г. Если образование ПЭ аркады происходит близко к пятнам (в данном случае – областям импульсного энерговыделения), то высота ПЭ арок оказывается меньше, поскольку в этой области вероятность пересоединения и, следовательно, влияние коронального токового слоя больше. При наблюдениях больших вспышек на лимбе арочная система видна в виде седла, где самые низкие арки располагаются

над группой пятен. Довольно часто, на заключительной стадии вспышек небольшая система петель превращается в громадную, располагающуюся над всем комплексом активности.



Рис. 3. Схема формирования систем ПЭ арок.

Существуют две возможности формирования ПЭ систем (рис.3). Первая из них, о которой уже шла речь, связана с явлением, включающим импульс и последующее образование аркады. На схеме между вспышечным CME и аркадой располагается элемент, означающий, что условия образования аркады чувствительны к характеристикам выброса – его скорости, направлению относительно магнитного поля, величине охватываемого им телесного угла (коллимированностью) и т.д. Один из примеров развития процесса в зависимости от характеристик выброса проиллюстрирован в работе [7]. С другой стороны, многочисленные аркады образуются после выбросов волокон или некоторых других медленных корональных процессов. В ряде случаев масштаб этих явлений сравним с радиусом Солнца, однако яркость как самих арок, так и H α -лент в их основании существенно меньше, чем в первом случае. Эти два пути ведут к существенно различным возмущениям: в первом случае EIT-волна быстро распространяется на большие расстояния через весь диск Солнца. Во втором случае более выражено корональное возмущение – волна Мортон, основания которой – вспышечные ленты – вначале медленно расходятся и лишь затем, когда это возмущение захватывает все новые аркады в короне, её слабый отклик начинает распространяться по диску.

Обсуждаемая здесь идея была разработана в 2005 г. и доложена впервые на конференции «RESIK-RHESSI-SPIRIT Workshop» во Вроцлаве в декабре того же года. Тогда же сформулированы три условия, при которых она реализуется. Во-первых, развитию восходящих и нисходящих потоков плазмы может способствовать то, что во внутренней короне активной области, нагретой до $T \approx 10$ МК, газовое давление уже приближается к магнитному. Действительно ли для вспышечной плазмы отношение газового давления к магнитному (β) не столь мало в области формирования петель,

как это обычно считают? Во-вторых, можно ли наблюдать облако горячей плазмы через десятки секунд после импульса? И в-третьих, как в рамках данной модели интерпретировать данные об ускорении частиц?

За прошедшее время на эти вопросы удалось найти более или менее определенные ответы. Наблюдения на КОРОНАС-Ф в линии Mg XII вместе с другими данными позволили достаточно уверенно определить температуру и плотность в области образования петель. Экстраполяция фотосферных магнитных полей вместе с более косвенными соображениями дает оценку магнитного поля около 10 Гс на высоте 100 тыс. км. Отсюда следует, что плазменное β приближается к единице близ вершины ПЭ аркад [5,6]. Далее, на РАТАН-600 удалось зарегистрировать процесс формирования ПЭ аркады в событии 25 января 2007 г. с плоским спектром в микроволновом диапазоне [8]. Кроме того, ранее в работе [9] было показано, что основное ускорение релятивистских частиц в мощной вспышке в «День Бастилии» имело вспышечную природу и происходило низко, в области непосредственно примыкающей к большому пятну. Этот результат надежно подтвержден тщательным анализом наблюдения вспышки 20 января 2005 г. [10]. Недавно закончен анализ данных о протонных возрастаниях около Земли, показавший, что спектр частиц в области 10 – 100 МэВ мало изменяется при переходе от одной мощной вспышки к другой при благоприятных условиях выхода частиц из короны и их распространения частиц в межпланетном пространстве. Это, вероятно, свидетельствует о едином механизме эффективного ускорения частиц на Солнце в импульсной фазе вспышки [11]. Удастся даже оценить долю вспышечного и ПЭ ускорения в общем потоке частиц с энергиями $E > 10$ МэВ [12]. Все эти результаты свидетельствуют в пользу справедливости предлагаемой модели.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-02-00872 и МОН НШ 4573.2008.2.

Литература

1. *Sheeley N.R. Jr., Warren H.R., Wang Y.M.* Ap.J. 2004, 616, 1224.
2. *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических движений. М., Наука, 1966.
3. *Подгорный И.М., Подгорный А.И., Минами Ш.* 2003 Актуальные проблемы солнечной и звездной активности. Н.-Новгород, Т.2 С.508.
4. *Pagano P., Reale F., Orlando S., and Peres G.* A&A 2007, 464, 753.
5. *Grechnev V.V., Uralov A. M., Zandanov V.G., et al.* PASJ, 2006, 58, 55.
6. *Гречнев В.В., Кузин С.В., Урнов А.М. и др.,* Астрон. вест. 2006, 40, 314.
7. *А.Н. Шаховская, М.А. Лившиц, И.М. Черток.* АЖ, 2006, 53, 1013.
8. *В.Н. Боровик, М.А. Лившиц, В.Е. Абрамов-Максимов, И.Ю. Григорьева, Л.В. Опейкина, В.М. Богод, А.Н. Коржавин.* "Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений", ГАО РАН, 2007, 69.
9. *Лившиц М.А., Белов А.В.* Астрон. журн. 2004, 81, 732.
10. *Grechnev V.V., Kurt V.G., Chertok I.M. et al.,* Solar Phys. 2008, 252, 149.
11. *Осокин А.Р., Лившиц М.А., Белов А.В.* Астрон. журн. 2007, 84, 642.

ОСОБЕННОСТИ ЗЕЕМАНА-ЭФФЕКТА В СПЕКТРЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК: ПРОЯВЛЕНИЯ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ

Лозицкий В.Г.¹, Соловьев А.А.²

¹*Астрономическая обсерватория Киевского национального
университета им. Т. Шевченко, Киев, Украина*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

PECULIARITIES OF THE ZEEMAN EFFECT IN SPECTRA OF SOLAR FLARES: PHENOMENON OF STRONG MAGNETIC FIELDS

Lozitsky V.G.¹ and Solov'ev A.A.²

¹*Astronomical observatory of T. Shevchenko Kiev University, Ukraine*

²*Main (Pulkovo) astronomical observatory of RAS*

Abstract

Fine peculiarities of the Zeeman effect in optical spectra of three solar flares of 16 June 1989, 19 July 2000 and 5 November 2004 are analyzed. Detailed study of the bisector splitting of the Stokes $I \pm V$ profiles of FeI 5434.527 line with very low Lande factor ($g_{lab} = -0.014$) has been shown that in the most powerful flare a very strong mixed-polarity magnetic fields up to 78 ± 5 kG had existed.

Солнечные вспышки интересны не только разнообразной физикой процессов (ускорение частиц до энергий 10^{10} эВ, нагрев плазмы до температур 10^7 К, появление ударных волн, корональных выбросов и жесткого э/м излучения), но также и возможным появлением экстремально сильных магнитных полей. Измерения по узким эмиссиям линий FeI показали, что в мощных вспышках магнитное поле достигает, как минимум, 1–3 кГс [1]. Было найдено также, что для одной и той же вспышки чем слабее эмиссия в различных линиях FeI, тем сильнее получается измеряемое поле. В связи с этим возникал вопрос: каким может быть магнитное поле в случае исчезающе слабой эмиссии?

Еще один путь выхода на экстремально сильные поля – использование линий с предельно малыми факторами Ланде. Впервые подобный эффект для областей вне вспышек был обнаружен магнитографически [2], а затем подтвержден спектральными методами [3]. Оказалось, что в некотором диапазоне магнитных чувствительностей линий ($g\lambda^2 = 40–100$) измеренные поля по всем линиям примерно одинаковы, но затем, начиная с некоторого “критического” значения $g\lambda^2$ (≈ 40) измеренное поле тем выше, чем меньше величина $g\lambda^2$. Было показано [4], что такая зависимость возможна при наличии в солнечной атмосфере мелкомасштабных магнитных структур с полями примерно 10 кГс. Для линий с высокой магнитной чувствительностью такие поля дают спектральные вклады (зеемановские σ -компоненты)

на столь большом расстоянии от центров линий, что они попадают в область бленд или соседнего континуума и поэтому остаются незамеченными. Лишь у линий с невысокими факторами Ланде соответствующие σ -компоненты попадают на анализируемые участки профилей и это явно сказывается на величине измеренного поля. Для уверенной диагностики подобных спектральных проявлений необходимо детально сравнить профили магниточувствительных и “немагнитных” линий, т.е. линий, имеющих нулевые факторы Ланде. В первом случае профили линий деформируются как эффектом Зеемана, так и Доплера, во втором – только эффектом Доплера. В солнечном спектре имеется весьма ограниченное число неблендированных линий металлов, имеющих в приближении LS связи нулевые факторы Ланде. Это, в частности, линии $\text{FeI } ^5F_1^5F_1 \lambda=5123.723\text{\AA}$, $\text{FeI } ^5F_1^5D_0 \lambda=5434.527\text{\AA}$ и $\text{FeI } ^5F_1^5D_0 \lambda=5576.097\text{\AA}$, принадлежащие к мультиплетам №№ 16, 15 и 686, соответственно [5]. Однако оказалось, что хотя у них $g_{LS} = 0$, по лабораторным измерениям их g_{lab} равны -0.013 , -0.014 и -0.012 , соответственно [6, 7]. Это означает, что в строгом смысле эти линии нельзя считать чисто “доплеровскими”, т.е. не расщепляющимися в любом по величине магнитном поле. Отметим важный методический момент: при возможных сверхсильных полях в 10^4 – 10^5 Гс такие линии имеют именно те факторы Ланде, которые определены в лабораторных условиях, поскольку там использовались при калибровке магнитные поля того же диапазона. Если же использовать при исследовании солнечных вспышек линии с факторами Ланде $g_{LS} = 1$ – 3 , то для них уже может наступать эффект Пашена-Бака [8], при котором, формально, факторы Ланде существенно меняются.

В работах [9, 10] были действительно обнаружены тонкие поляризационные эффекты в указанных выше линиях FeI с очень малыми факторами Ланде ($g \approx 0.01$), указывающие на сверхмощные поля во вспышках в 20–90 кГс. Возможно, такие поля возникают на непродолжительное время (≈ 10 мин) в максимальной фазе мощных вспышек в местах с многокомпонентной структурой магнитного поля, включающей как поля «килогауссового» диапазона ($\sim 10^3$ Гс), так и поля $\sim 10^4$ Гс.

Для проверки и уточнения этих заключений необходимы дополнительные исследования – как другими методами, так и других вспышек. В настоящей работе с этой целью изучаются три солнечных вспышки рентгеновского класса M . Применяется иной, по сравнению с [9, 10], метод анализа данных, основанный на изучении бисекторов профилей $I \pm V$.

Материал наблюдений получен на эшелюном спектрографе горизонтального солнечного телескопа Астрономической обсерватории Киевского национального университета имени Тараса Шевченко. За одну экспозицию снимается весь спектр Солнца от 3800 до 6600 \AA . Дисперсия на спектрограммах - от 0.4 (фиолетовая область) до 0.8 $\text{\AA}/\text{мм}$ (красная). Полуширина инструментального профиля близка к теоретической: 30 m\AA в зеленой об-

ласти и 50 мÅ в красной, что соответствует спектральной разрешающей силе $\lambda/\Delta\lambda \approx 200000$ (в зеленой области спектра). Длительность экспозиции составляла от 1 до 15 сек.

Первая из изученных вспышек возникла 16.06.1989 г. Ее оптический балл 2В, координаты: 17°S , 04°E , момент максимума - $5^{\text{h}}30^{\text{m}}$ UT. Эта вспышка изучалась ранее [9, 10], но другими методами.

Вторая вспышка возникла 19.07.2000 г., ее балл М6.4/3N, координаты 14°S , 15°E , максимум оптической эмиссии в $7^{\text{h}}15^{\text{m}}$ UT. Наши данные относятся к моменту $7^{\text{h}}13^{\text{m}}$ и приходятся на место яркого узелка вспышки в области небольшого пятна N полярности, где измеренное в линии FeI 6302.5 ($g = 2.5$) поле составляло 1.7 кГс .

Третья вспышка наблюдалась 05.11.2004 г., балл М4.1/1В, момент максимума - $11^{\text{h}}35^{\text{m}}$ UT. Вспышка возникла в активной области NOAA 10696 недалеко от центра диска. Нами изучен яркий узелок вспышки в области пятна N полярности с полем в 2.5 кГс .

Основа данной работы - анализ расщепления бисекторов стоксовых профилей $I \pm V$. Бисектором профиля линии, как известно, называется срединная его линия, проведенная так, чтобы каждая ее точка была равноудаленной как от «фиолетового», так и «красного» крыла линии на том же уровне интенсивности. Вид бисектора несет важную информацию об условиях формирования спектральных линий. В частности, бисекторы профилей $I + V$ и $I - V$ должны быть взаимно параллельными, если магнитное расщепление $\Delta\lambda_{\text{H}}$ намного меньше полуширины спектральной линии $\Delta\lambda_{1/2}$ (это справедливо как при продольных, так и непродольных полях). Расщепление бисекторов $\Delta\lambda_{\text{B}}$ позволяет оценить продольную компоненту магнитного поля по известной формуле $\Delta\lambda_{\text{H}} = 4.67 \times 10^{-13} g_{\text{eff}} \lambda^2 B$, где $\Delta\lambda_{\text{H}}$ и λ выражено у ангстремах, а B в гауссах (Гс). При этом следует положить, что $\Delta\lambda_{\text{B}} = 2\Delta\lambda_{\text{H}}$.

На рис. 1 видно, что хотя в исследуемом месте магнитное поле было 2500 Гс , никаких существенных спектральных эффектов не заметно: профили $I + V$ и $I - V$ хорошо согласуются между собой, а расщепление бисекторов весьма незначительно. Однако в более мощной вспышке 16.06.1989 картина иная (Рис. 2). Здесь расщепление бисекторов гораздо больше, особенно вблизи ядра линии. В ядре линии отчетливо наблюдаются эмиссионные пики, которые не только расщеплены, но и имеют характерную асимметрию, которая меняется на противоположную при переходе к другой поляризации. Это указывает на комбинированный случай Зееман-эффекта во вспышке (т.е. проявляющегося как в эмиссии, так и поглощении).

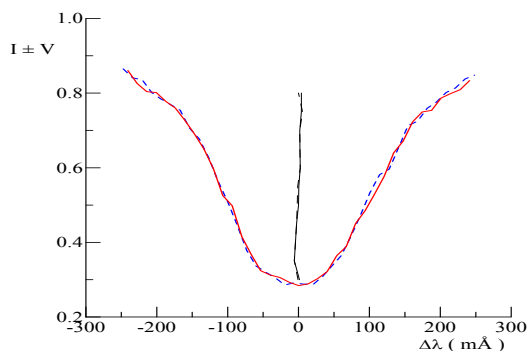


Рис. 1. Стоксовы профили $I \pm V$ и бисекторы линии FeI 5434.527, вспышка 5.11.04.

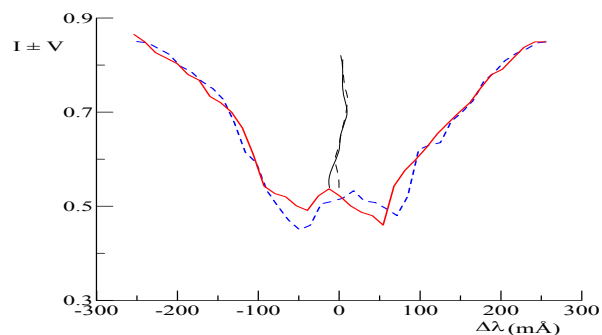


Рис. 2. Стоксовы профили $I \pm V$ и бисекторы линии FeI 5434.527. Вспышка 16.06.89.

Для наиболее слабой вспышки (05.11.2004) наблюдаемые флуктуации расщепления бисекторов фактически находятся на уровне «шума» ($\leq 2-3$ мÅ). В другой более мощной вспышке 19.07.2000 максимальное расщепление бисекторов в ядре линии достигает 6 мÅ, что соответствует 15 ± 5 кГс. Заметим, что в обеих этих вспышках эмиссия в линии FeI 5434.527 была относительно небольшой и профили линии были обычными, фраунгоферовыми. Однако в наиболее мощной вспышке 16.06.1989 расщепление бисекторов в ядре линии достигает 29 мÅ, что соответствует гигантскому полю в 78 ± 5 кГс.

По совокупности всех наблюдательных признаков (которые мы здесь не обсуждаем) наиболее приемлемой МГД-моделью столь мощных полей представляется сферический магнитный вихрь [11].

Литература

1. Лозицкая Н.И., Лозицкий В.Г. Письма в Астрон. ж. 1982. **8**, 500.
2. Gopasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T. Solar Phys. 1973. **31**, No. 2. 307.
3. Лозицкий В.Г. Солнечные данные.- 1978. № 8. 74.
4. Лозицкий В.Г. Physica Solariter., Potsdam.- 1980. No.14. 88.
5. Moore C.E. Contr. Princeton Univ. Observ., No 20. Princeton. New Jersey, 1945.- 110 P.
6. Земанек Е.Н., Стефанов А.П. Вестник Киев. ун-та, сер. астрон. 1976. Вып. 18. 20.
7. Landi Degl'Innocenti E. Solar Phys. 1982. **77**, No. 1/2. 285.
8. Фриш С.Э. Оптические спектры атомов. М.-Л.: Физматгиз, 1963. 640 с.
9. Лозицкий В.Г. Кинематика и физика небесных тел.1993. **9**, № 3. 23.
10. Лозицкий В.Г. Кинематика и физика небесных тел.1998. **14**, № 5. 401.
11. Соловьев А.А. Астрон. журн. 1998. **75**, № 5. 783.

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПАЛЕОКЛИМАТИЧЕСКИХ РЕКОНСТРУКЦИЙ

Макаренко Н.Г.^{1,2}, Каримова Л.М.²

¹Главная (Пулковская) Астрономическая Обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

²Институт Математики, Алма-Ата, Казахстан

MATHEMATICAL PROBLEMS OF PALEOCLIMATIC RECONSTRUCTIONS

Makarenko N.G.^{1,2}, Karimova L.M.²

¹The Central Astronomic Observatory RAS, St. Petersburg, Russia

²The Institute of Mathematics, Alma-Ata, Kazakhstan

Abstract

In the article problem of choosing paleotemperature from the reconstructions on the base of its likeness with instrumental time series is considered. We used two measure of similarity - patterns of order and pointwise Hölder regularity of time series. The obtained results allow to conclude that all analyzed reconstruction differ significantly from the original one, in the sense of above mentioned measures.

Введение

Эта статья является продолжением работы [1], посвященной оценке достоверности палеореконструкций температуры по косвенным данным. Проблема состоит в следующем. В настоящее время известны несколько реконструкций глобальной температуры в прошлом на интервал около тысячи лет, которые в некотором смысле считаются «каноническими». Все они получены независимо друг от друга по различным выборкам косвенных данных [2]. Общность заключается лишь в калибровке на один и тот же инструментальный ряд. Длина последнего (с 1850 г.) составляет приблизительно 150 лет. Корреляции реконструкций с этим «материнским» фрагментом малы и только после усреднения по декадам достигают 60%. Возможно, это обстоятельство объясняется неоднозначной связью дендроиндикаторов с температурой [3]. Следует отметить, что задача регрессии, которая традиционно используется для получения реконструкций и опирается на эти корреляции, в общем случае не является корректной, хотя об этом обычно умалчивают. Единственное решение, т.е. *реконструкция* получается лишь в ее упрощенном варианте, полагая, что условная плотность вероятности для пары переменных является δ -функцией, а класс решений ограничен линейными функциями [4]. Но даже при этих ограничениях канонические реконструкции значительно отличаются друг от друга [2]. Причина состоит не только в разных наборах косвенных данных, но и в различных технических приемах предобработки, которые используют разные авторы. В этой ситуации выбор «лучшего», т.е. реального варианта из

всех предложенных, вообще не может быть сделан: мы не располагаем каким-либо функционалом, который позволил бы редуцировать все *возможные* варианты к единственному. Иными словами, нам приходится рассматривать их все как «реальные» климатические сценарии прошлого. В качестве паллиатива этому «мультиверсу» мы исследуем в этой статье следующую интерпретацию проблемы.

Предположим, что инструментальный ряд является детерминировано-порожденной (в смысле Такенса) наблюдаемой [5]. Иначе говоря, предполагается, что этот временной ряд является Липшиц-непрерывной морсовской функцией от фазовой траектории неизвестной нам модели. Реконструкции получают на основе этого ряда с помощью набора некоторых операторов, не разрушающих *ipso facto* детерминизм. Следовательно, все «хорошие» реконструкции должны наследовать, по меньшей мере, некоторые грубые (не зависящие от метрики) свойства прообраза. Мы рассматриваем здесь два таких свойства. Первое из них – поточечная Гельдеровская регулярность ряда. Она характеризует локальную гладкость графика ряда и связана с размерностью (возможного) аттрактора модели. Вторым свойством являются паттерны порядка, определяемые символами ($>$) или ($<$): общие корреляционные свойства оригинала должны наследоваться в реконструкциях. Целью статьи является проверка типичности упомянутых свойств в канонических реконструкциях.

1. Анализ Гельдеровской регулярности реконструкций

Рассмотрим наиболее «плохой» случай – случайный процесс. Для стохастического процесса $X(t)$, траектория которого является непрерывной и нигде не дифференцируемой функцией, *показатель регулярности* или *Гельдеровская экспонента* определяется как стохастический процесс $\{\alpha_X(t)\}$, $t \in R$, каждое значение которого в точке t определяется соотношением:

$$\alpha_X(t) = \sup \left\{ \alpha \left| \limsup_{h \rightarrow 0} \frac{|X(t+h) - X(t)|}{|h|^\alpha} = 0 \right. \right\} \quad (1)$$

Эта экспонента локально измеряет вариацию регулярности процесса $X(t)$ следующим образом. Будем считать, что функция f имеет показатель α в t_0 , если ее график $Graph f = \{t, f(t)\}$ в окрестности t_0 эквивалентен кривой $t \rightarrow f(t_0) + c|t - t_0|^\alpha$ в следующем смысле: $Graph f$ для любого $\varepsilon > 0$ ограничен в этой окрестности огибающей состоящей из пары кривых: $t \rightarrow f(t_0) + c|t - t_0|^{\alpha - \varepsilon}$ и $t \rightarrow f(t_0) - c|t - t_0|^{\alpha - \varepsilon}$. Это свойство нарушается для любых $\varepsilon < 0$ (см. Рис. 1).

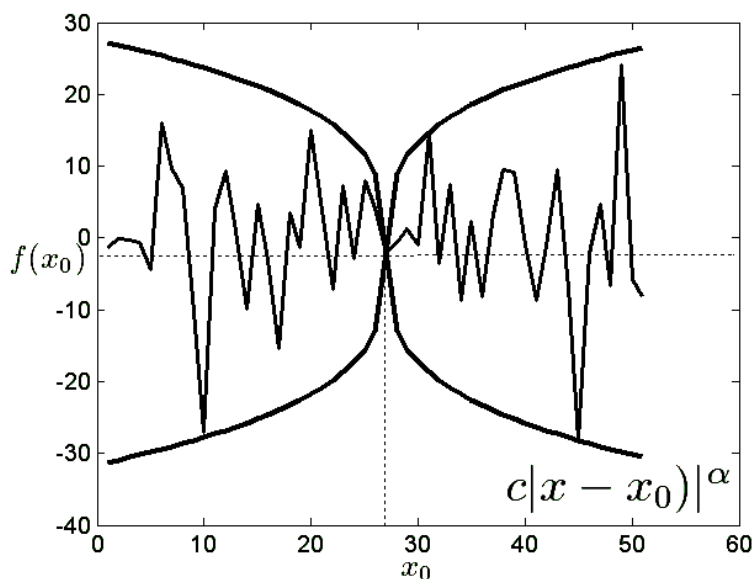


Рис. 1. Гельдеровская регулярность функции.

Мы использовали метод осцилляций [1, 6] для получения численных значений α и нашли, что регулярность реконструкций в среднем не превосходит 0.4 (см. Рис. 2). Максимум мультифрактального спектра для инструментального ряда согласно [1] приходится, однако, на значение 0.6 (красный шум). Таким образом, регулярность реконструкций не наследует регулярность оригинала.

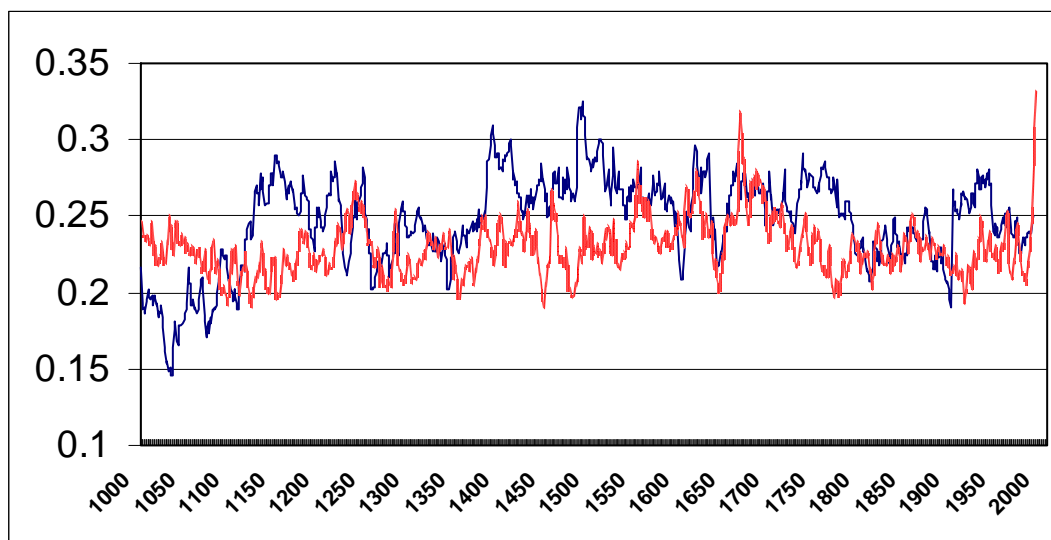


Рис. 2. Гельдеровская регулярность реконструкций Mann и Briffa.

Этот факт на первый взгляд не согласуется с интуицией. Действительно, традиционные для реконструкции процедуры сглаживания и интерполяции должны были бы привести к более гладким копиям, чем сам оригинал. Мы видим возможное объяснение в сюръективных свойствах обучающей выборки для регрессии: одному значению температуры могут соответствовать несколько значений дендроиндикатора. Возникающий при

этом интервал неопределенности, для обратного отображения «индикатор - температура», увеличивается в шкале температур для реконструкции, т.к. наклон линии регрессии < 1 . Этот эффект может привести к стохастизации рядов палеотемператур.

2. Анализ паттернов порядка реконструкций

Сравнение любой пары отсчетов временного ряда с помощью символов ($>$) или ($<$) определяет отношение порядка в последовательности отсчетов [7]. Оно устойчиво относительно ошибок, пока они не нарушают порядок. Пусть $\hat{A} = (b_{ik})$ $i, k = 1, 2, \dots, N$ – матрица, составленная из отсчетов ряда $\{x_i\}_{i=1}^N$, с элементами, которые определяются отношением порядка:

$$b_{ik} = \begin{cases} 1, & \text{if } x_i \geq x_k \\ 0, & \text{if } x_i < x_k \end{cases}$$

В итоге для ряда получается бинарная матрица, визуализирующая паттерны порядка. Пример такой матрицы для среднемесячных чисел Вольфа приведен на Рис. 3а. На Рис. 3б и 3с приведены матрицы для инструмен-

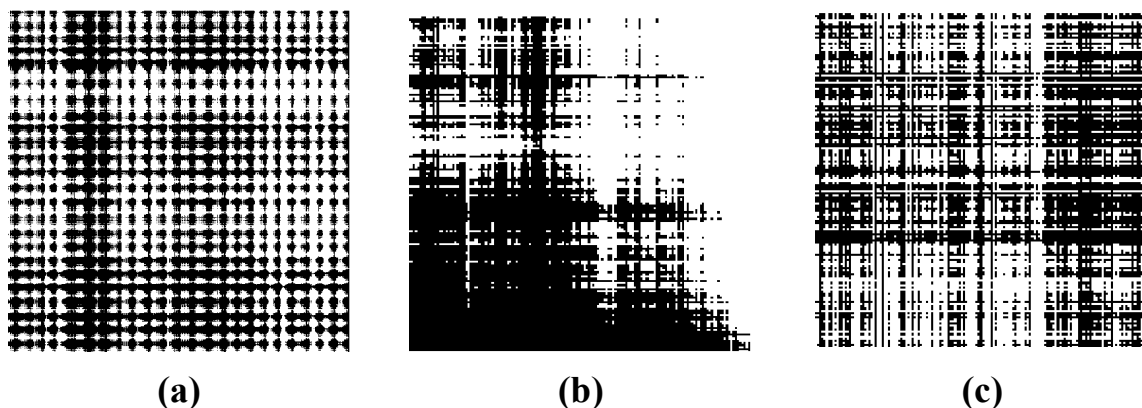


Рис. 3. Матрицы паттернов порядка: (а) – числа Вольфа; (б) – инструментальный ряд; (с) – реконструкция температуры Mann.

тального ряда температуры и одной из канонических реконструкций [8]. Из последней был выбран фрагмент, равный по длине инструментальному ряду. Для того чтобы количественно сравнивать такие картинки, мы использовали методы вычислительной топологии [9, 10]. Основную идею поясняет Рис. 4. Рисунок содержит 3 черных кластера (связных элемента) на белом фоне. Они характеризуются числом Бетти $\beta_0 = 3$. Кластер в левом верхнем углу содержит внутри себя «дыру» – белый фон. Эта ситуация описывается другим числом Бетти: $\beta_1 = 1$. Используя эту идею, подсчитаем числа Бетти для матриц паттернов порядка всех канонических реконструк-

ций, выбрав случайным образом для каждой из них фрагменты, равные по длине инструментальному ряду.

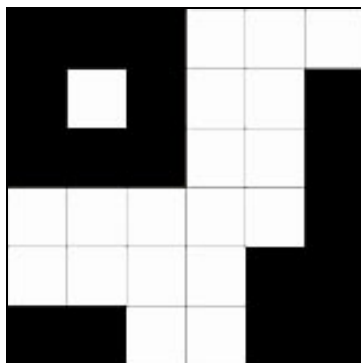


Рис. 4. Определение чисел Бетти.

Для оценок использовался пакет Chomp [11]; результаты приведены в таблице. Последние три строки таблицы содержат результаты для 3-х простых стохастических моделей: равномерного шума, фрактального (fBm) и мультифрактального (mfBm) Броуновского движения. Оценки показывают, что топология паттернов порядка всех реконструкций существенно отличается и от значений для инструментального ряда, и от моделей.

Таблица.

Ряд	β_0	β_1
инструментальный	170	195
Mann	391	397
Jones	368	388
Briffa	385	389
Moberg	71	85
Esper	283	302
Crowlly	10	23
Равномерный шум	463	468
fBm. $H = 0.5$	118	177
mfBm.	122	154

Заключение

В статье рассматривается проблема сравнения инструментального ряда температур и 6 палеореконовструкций. Для сравнения использовались две меры. Первая из них – Гельдеровская регулярность графиков ряда. Вторая – паттерны порядка рядов. Мы получили, что все реконструкции имеют более низкую регулярность по сравнению с инструментальным рядом. В рамках терминологии цветного шума, реконструкции ближе к синему (антиперсистентному) шуму, а инструментальный ряд – к красному (персистентному) шуму. Различие в регулярности оригинала и его регрессионных копий можно объяснить сюррективным отображением между дендроинди-

каторами и температурой. Анализ паттернов порядка также показал существенное различие между топологиями паттернов оригинала и реконструкций.

Таким образом, приходится признать, что возможные динамические модели, которые могли бы в принципе продуцировать упомянутые данные, должны быть различными для инструментального ряда и интервала реконструкции. Альтернативный вариант «уникальности» климата на инструментальном интервале времени (с 1850 г.) вряд ли можно обосновать. Действительно, реконструкции, основанные на регрессии, могут быть только аффинными копиями оригинала, загрязненными шумами технических процедур.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 07-02-00379а

Литература

1. Макаренко Н.Г., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г., Круглун О.А. // Тр. XI Пулковской конф. по Физике Солнца. С-Петербург 2007. 239.
2. Огурцов М.Г., Югнер Х., Линдхольм М. и др. // Солнечно-земная физика, 2007, **10**, 10.
3. Монин А.С., Сонечкин Д.М. Колебания климата. М.: Наука. 2005.
4. Ванник В.Н. Восстановление зависимостей по эмпирическим данным. М.: Наука. 1979.
5. Takens F. // Nonlinear dynamics and turbulence. Ed. Barenblatt G.J. et al. N.Y.: Pitman. 1983. 314-333.
6. Legrand P., Lutton E., Olague G. // EVOIASP Workshop, Budapest. 2006. P. 520-524.
7. Bandt C., Pompe B. // Phys. Rev. Lett., 2002. **88**, 174102.
8. Mann M.E., Bradley R.S., Hughes M.K. // Geophys. Res. Lett. 1999. **26**. 759.
9. Kaczynski K., Mishaikow M., Mrozek Computational Homology Springer-Verlag, 2004.
10. Князева И.С., Мильков Д.А., Макаренко Н.Г. Скейлинговые и топологические предвестники X-вспышек по MDI данным // этот сборник.
11. <http://chomp.rutgers.edu>

ВСПЛЕСКИ АКТИВНОСТИ НА ПОЛЮСАХ СОЛНЦА, ПРЕДШЕСТВУЮЩИЕ АКТИВНОСТИ ПЯТЕН В 24-М ЦИКЛЕ

Макарова В.В., Пархоменко А.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

ACTIVITY VARIATIONS ON POLES THE SUN PRECEDING ACTIVITY OF SPOTS IN 24 TH CYCLE

Makarova V.V., Parhomenko A.V.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

The Kislovodsk numbers of polar faculae as an index of a polar activity of the Sun includes information during four solar cycles (1960-1999). In this work the results of observations and data processing of the new 24th polar cycle (2001-2007) are presented. Monthly average values of polar faculae at latitudes higher than 50° for northern and southern hemispheres just as fluctuations of polar activity preceding activity of spots in 24th cycle are studied.

Введение

Деятельность Солнца на высоких широтах в белом свете представлена полярными факелами (ПФ), которые представляют собой яркие точки размером 3-5" на широтах выше 40° (первый класс полярных образований), вторую группу образуют пары ярких точек, третью группу ПФ образуют различные конфигурации, состоящие из отдельных точек и имеющих размеры 5-10" и больше. Наконец, существуют на полюсах диффузные, мало-контрастные и очень протяженные структуры, размеры их достигают 50" и более 1°.

Обычно активность Солнца связывается с зоной пятен без учета высокоширотной активности. Макаровым В.И., Макаровой В.В., Сивараманом К.Р. и др. [1-4] было предложено рассматривать активные процессы на всем Солнце от полюса до полюса как единый глобальный процесс. Начало этого цикла связывают с эпохой переполусовки общего магнитного поля Солнца и последующим появлением на широтах выше 40° полярных факелов. Затем спустя полцикла проявляется вторая волна активности в форме солнечных пятен вблизи экватора.

На примере предыдущих четырех полярных циклов было показано, что активность на полюсах Солнца предшествует активности на средних широтах таким образом, что флуктуации ПФ в данном их цикле затем реализуются в подобных флуктуациях площадей пятен через полцикла.

Наблюдательные данные

Мы используем данные, полученные на Горной астрономической станции ГАО на основе ежедневных наблюдений фотосферы. Ряд полярных факелов Горной станции содержит информацию о четырех полярных циклах, а именно о циклах 20, 21, 22, 23.

В данном случае мы рассматриваем продолжение этого ряда. В 2001 году после переполусовки на высоких широтах Солнца появились первые полярные образования нового 24-го цикла. Результаты обработки за 7 лет данного цикла мы представляем в работе. Всего обработано за этот период (2001-2007) 21607 полярных образований на севере и юге.

Цель работы заключается в том, чтобы найти важнейшие свойства ПФ, которые проявятся в 24 цикле площадей пятен и чисел Вольфа.

Результаты и обсуждение

Из массива ежедневных наблюдений фотосферы (эффективная длина волны 4100Å) выбирались от 10 до 15 снимков высокого качества каждый месяц. Производились измерения ПФ на севере и юге в 10-градусных интервалах широт, начиная от широты 50°. Полученные среднемесячные значения их были исправлены функцией видимости соответственно в обоих полушариях Солнца. В таблицах 1 и 2 приводятся скорректированные среднемесячные значения ПФ за период 2001-2007 и начало 2008 года отдельно для каждого полушария.

Таблица 1. Среднемесячные числа полярных факелов в северном полушарии.

Годы	М е с я ц ы											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2001	19	24	18	11	22	5	6	6	11	14	11	28
2002	16	21	27	14	25	19	17	16	22	21	22	19
2003	24	58	33	22	43	28	30	21	34	38	52	16
2004	19	30	27	38	18	19	22	20	25	22	18	10
2005	3	12	9	14	23	25	23	12	15	31	31	38
2006	16	33	21	27	66	48	43	40	38	60	52	54
2007	43	24	24	27	27	22	27	38	38	30	44	40
2008	24	12										

Таблица 2. Среднемесячные числа полярных факелов в южном полушарии.

Годы	М е с я ц ы											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
2001	4	9	2	1	6	3	7	2	6	10	17	22
2002	5	12	10	10	19	13	20	25	40	30	20	15
2003	20	20	7	6	16	21	42	15	37	46	37	35
2004	27	29	25	21	15	13	20	20	20	26	20	15
2005	18	13	22	5	5	18	20	11	14	33	11	40
2006	14	21	18	18	35	47	38	55	48	60	66	30
2007	34	31	32	22	14	20	13	22	26	10	40	22
2008	27	17										

Обращаем внимание, что 24-й полярный цикл значительно ниже 23-го цикла. При этом методика наблюдений и обработки за этот период не изменялись. Если на севере в 23-м цикле максимальное среднемесячное значение ПФ составило 126 (XII - 1992), то в текущем цикле, который уже

прошел максимальную фазу, самое большое значение равняется только 66. То же самое наблюдается и на юге, где в 23-м цикле максимальное значение равно 141 (XII - 1993), тогда как в данном цикле оно составило всего 60. Таким образом, мощность этого цикла почти в два раза меньше, чем мощность предыдущего полярного цикла.

Ранее на примере полярных циклов 20, 21, 22 и 23 было показано, что флуктуации активности на полюсах Солнца со сдвигом по времени приблизительно в полцикла совпадают с подобными всплесками активности в последующем пятенном цикле. Отметим, что в 23-м цикле сдвиг между ПФ и пятнами составил более 7 лет, тогда как в предыдущие три цикла этот сдвиг был равен 5.6 - 6.2 года. Вероятно, то же повторяется и сейчас, так как с момента наблюдений первых полярных факелов (2001) прошло уже 7 лет, а новый цикл пятен еще не начался. Когда будет вычислен точно временной сдвиг между высокоширотной и низкоширотной активностью, можно будет сделать прогноз флуктуаций чисел Вольфа и площадей пятен в цикле 24. На рис. 1 и 2 представлены моменты резких выбросов чисел ПФ на севере и юге в незавершенном 24 цикле.

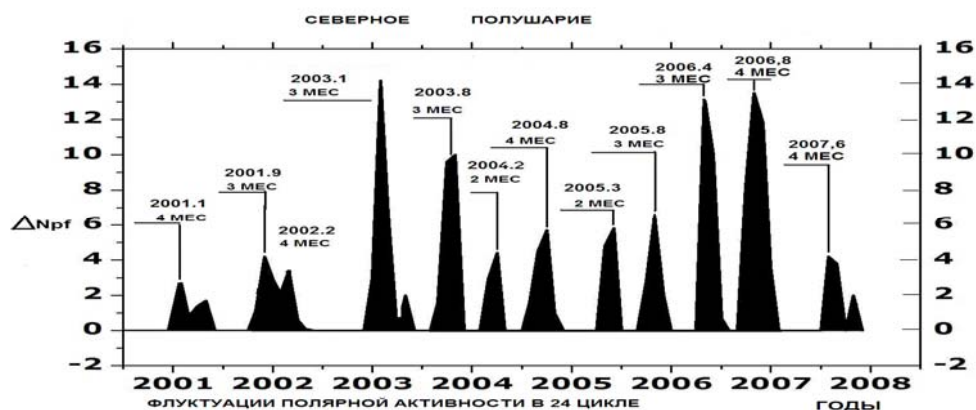


Рис. 1.

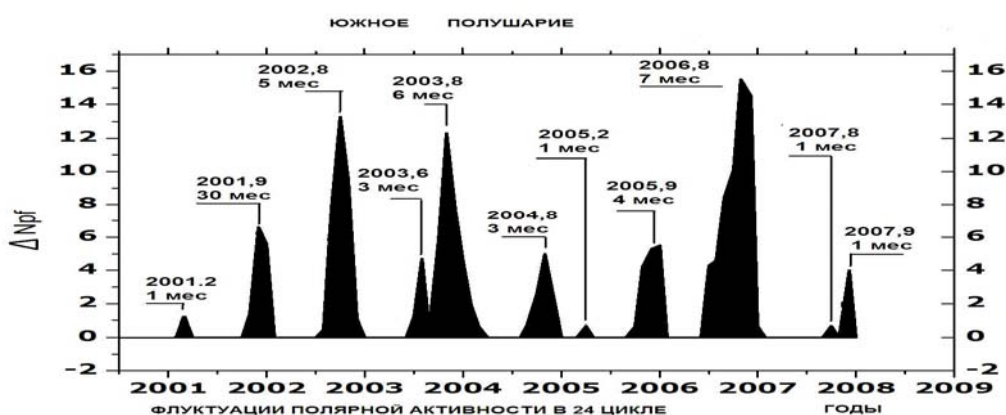


Рис. 2.

Положительные флуктуации полярной активности на севере (рис. 1) и юге (рис. 2), полученные сглаживанием по 12 точкам методом скользящего среднего и последующим вычитанием тренда.

На рис. 3 и 4 нами показано, в какой согласованности проявлялась активность на обоих полюсах. Как видно из рисунков, положительные и от-

рицательные отклонения от среднего среднемесячных значений ПФ соответственно в северных и южных полярных зонах происходили достаточно синхронно (сплошная линия), за исключением двух периодов: начало 2004 г. и середина 2006 г. (пунктирная линия).

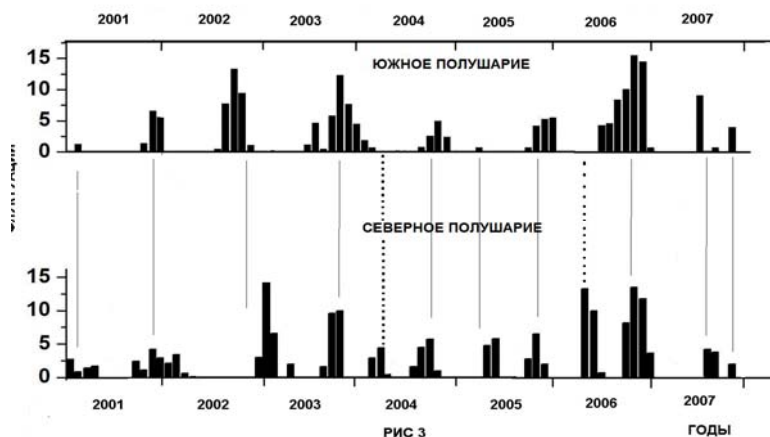


РИС 3

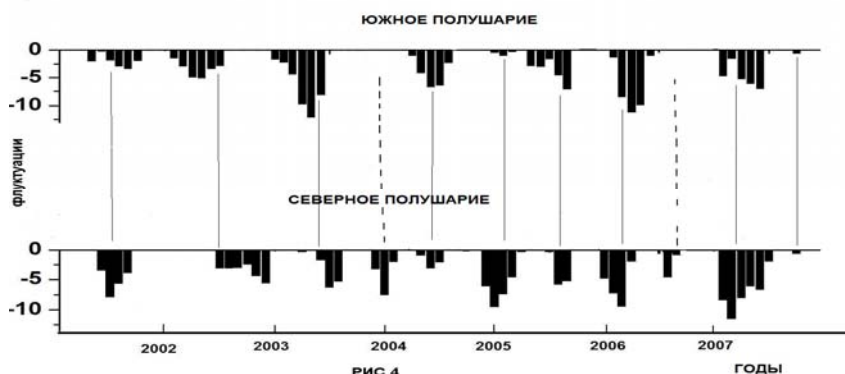


РИС 4

Заключение

В данной работе представлены результаты наблюдений и предварительной обработки полярных факелов в их 24-м цикле, который прошел максимальную фазу и находится на ветви спада активности, но уже в данный момент можно сделать прогноз сильных всплесков активности в грядущем 24 цикле пятен.

Литература

1. *Makarov, V.I., Makarova, V.V. and Sivaraman, K.R.*: 1989; *Solar Phys.* **9**, 45.
2. *Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.*: 1989, *Solar Phys.* **123**, 367.
3. *Makarov, V.I. and Makarova, V.V.*: 1996, *Solar Phys.* **163**, 267.
4. *Makarov, V.I. and Makarova, V.V. and Callebaut, D.K.*: 2007, *Solar Phys.* (in press).
5. *Makarov, V.I. and Makarova V.V.*: ASP conf. Series 140, 1998.
6. *Callebaut, D.K. and Makarov, V.I.*: 1992, *Solar Phys.* 141, 381.
7. *Makarov, V.I., Okunev, O.V., Pravidjuu, L.M. and Kneer, L.*: 1999, *JOSO Annual Report 1998*, p.151.
8. *Makarov, V.I., Makarova, V.V. and Koutchmy, S.*: 1985, *Soln. Dann.* No.8, 53.
9. *Makarov, V.I., Ruzmaikin, A.A. and Starchenko, S.V.*: 1987, *Solar Phys.* **111**, 267.
10. *Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.*: 1990: in *Proc. Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic fields*, IAU Symp. **138**.

**РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ
ВДОЛЬ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ
НА РАЗНЫХ ФАЗАХ МИКРОВОЛНОВОГО ВСПЛЕСКА**

Мартынова О.В., Мельников В.Ф., Резникова В.Э.

ФГНУ НИРФИ, Нижний Новгород

**RADIO BRIGHTNESS DISTRIBUTION ALONG FLARING LOOPS ON
VARIOUS PHASES OF A MICROWAVE BURST**

Martynova O.V., Melnikov V.F., Reznikova V.E.

Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod

Abstract

Results on statistics of the microwave brightness distribution along single flaring loops observed in 1997-2007 with the Nobeyama Radioheliograph at 17 and 34 GHz are presented. We have found the following: a) on the rise phase of bursts the brightness maximum is mostly located near footpoints of a loop (66%); b) on maximum and decay phases the brightness peak is located most frequently in the upper part of a loop (60%) independently on a position of flare on the solar disk; c) in majority of flares (79%) we observed radio brightness dynamics in the course of a burst; d) in cases when the structure of photospheric magnetic field was asymmetric, the brightness maximum was located in the region of higher magnetic field (73% of cases).

Целью настоящей работы было определение типов пространственного распределения радиояркости и частоты их появления для большого числа событий на разных стадиях микроволнового всплеска и при разных положениях вспышек на диске Солнца.

Методика работы состояла в следующем. Из всех событий, зарегистрированных на радиогелиографе Нобейма (NoRH) за 1997-2007 гг., были выбраны наиболее «простые» вспышки (42 события), в которых хотя бы на одной из частот в некоторый промежуток времени была различима одиночная петля. Для идентификации положения оснований вспыхивающих петель строились распределения магнитного поля на основе данных SOHO/MDI. Стоит отметить, что по данным радиополяриметра Нобейма (NoRP) только одно событие на частоте 34 ГГц являлось оптически толстым. Условно все время существования вспышки было разделено на три периода: фаза роста, фаза максимума и фаза спада. Фазы всплеска определялись по интегральной интенсивности (на уровне $0.5 I_{max}$), измеряемой на радиополяриметре NoRP. Вспыхивающая петля была разделена на три участка: два основания и вершина. Считалось, что максимум яркости находится в данном участке, если яркостная температура T_B в нем более чем в два раза превосходила T_B в других участках. Если центр радиояркости на протяжении одной фазы перемещался по петле из одного участка в другой,

то каждое перемещение учитывалось как отдельное событие. Кроме того, все события были разделены по гелиодолготам на 3 группы: $\delta < 30$ (16 событий), $30 < \delta < 70$ (13 событий), $\delta > 70$ (13 событий).

Главным результатом работы является тот факт, что чаще всего на фазах максимума и спада пик яркости находится в вершине вспышечной петли на обеих частотах. На фазе роста максимум яркости находится обычно в основаниях. Для лимбовых вспышек на 34 ГГц на всех фазах пик яркости приходится на вершину. По данным нашей выборки самой нестабильной является фаза роста. То есть, во время этой фазы максимум яркости чаще менял свое положение, чем в других фазах. Более подробно результаты представлены в таблице 1. Другой интересный факт состоит в том, что существует большое число случаев, когда максимум яркости находится в одном из оснований. По-видимому, это связано с асимметричностью магнитных петель в этих случаях. Действительно, по данным SOHO/MDI в 73% ассиметричных вспышечных петель (11 событий) максимум яркости приходился на основания с более высоким магнитным полем.

Таблица 1.

	По долготе	17 ГГц			34 ГГц		
		два осн.	одно осн.	вершина	два осн.	одно осн.	вершина
$\delta < 30$	фаза роста	21%	53%	26%	13%	60%	27%
	фаза максимума	7%	27%	66%	27%	17%	56%
	фаза спада	14%	31%	50%	14%	20%	66%
$30 < \delta < 70$	фаза роста	46%	30%	23%	44%	31%	25%
	фаза максимума	20%	33%	50%	25%	25%	50%
	фаза спада	11%	17%	56%	18%	36%	46%
$\delta > 70$	фаза роста	0%	67%	33%	8%	25%	67%
	фаза максимума	0%	25%	75%	0%	21%	79%
	фаза спада	0%	67%	33%	0%	17%	83%

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166.

Литература

1. *Alissandrakis C.E. and Preka-Papadema P. // A & A 1984, V.139. P.507.*
2. *Bastian T.S., Benz A.O. and Gary D. // ARA & A 1998. V.36. P.131.*
3. *Melnikov V.F., Shibasaki K., Reznikova V.E. // ApJ 2002. V.580. P.L185*

ЗАКОНОМЕРНОСТИ НАЧАЛЬНОГО ЭТАПА КОРОНАЛЬНОЙ ЭРУПЦИИ

Мерзляков В.Л., Молоденский М.М.

ИЗМИРАН, Троицк, Россия

PARAMETER RELATION OF INITIAL STAGE OF CORONAL EJECTION

Merzlyakov V.L., Molodensky M.M.

IZMIRAN, Troitsk, Russia

Abstract

The parameters, which determine a velocity of coronal mass ejection (CME) in initial stage, have been investigated. We suppose that at this stage CME is a electric drift of dense coronal mass in closed magnetic configuration of active region. Using the analytic formula for electric drift velocity, it is found that the main parameter influencing on this velocity is temporary variation of dipole magnetic moment \mathbf{M} of active region. From observation data such variation value has been estimated as the interval of relative magnitude $M'/M \sim 10^{-6} - 10^{-4} s^{-1}$.

The acceleration of CME also is analysed. We establish that during the initial stage there is a slow velocity rise due to temporary variation of octupole magnetic moment. The appearance a fast rising means that second time derivative of \mathbf{M} become considerable. The observational maximum estimation of this derivative is $M''/M' \approx 10^{-3} s^{-1}$.

Введение

Корональные выбросы вещества (КВВ) при всем наблюдаемом разнообразии свойств проявляют общие закономерности. К таковым относится и скоростное поведение КВВ, включающее три этапа [1]. Начальный характеризуется малыми скоростями менее 100 км/с [2]. На втором этапе происходит резкое ускорение КВВ, а на третьем движение практически стабилизируется или испытывает небольшую вариацию при величине скорости часто превосходящей 1000 км/с.

Помимо отмеченных скоростных отличий в движении КВВ первой фазы от двух других она и менее изучена. Наибольшая сложность в изучении этого начального этапа заключена в трудности отслеживания зарождения КВВ из активной области и регистрации эволюционных изменений самой области. Среди таких изменений к ключевым для понимания всего процесса выброса относятся вариации величины магнитного поля и перестройки его конфигурации. Наиболее надежные данные по указанным параметрам активной области, где зародился КВВ, приводят авторы работы [3]. Согласно проведенных ими измерений и расчетов [3] получается, что весь начальный этап КВВ происходит при замкнутой конфигурации магнитного поля. Тем самым подъем КВВ осуществляется поперек магнитных

силовых линий, т.е. он носит явно дрейфовый характер. При этом происходит повышение магнитного потока в самой области, что вызывает быстрый рост напряженности магнитного поля.

Дрейфовый механизм начального этапа

Авторами проводился анализ существующих в короне дрейфовых движений [4]. Отмеченная выше ситуация в активной области, где зародился КВВ, указывает на дрейф электрический (в скрещенных полях), появление которого вполне естественно, поскольку эволюция зоны выброса сопровождается ростом магнитного поля. И этого роста, по-видимому, достаточно, чтобы сгенерировать значимое электрическое поле.

Для скорости электрического дрейфа авторы [4] получили аналитическое выражение, в котором учитывалось влияние отдельных гармоник магнитного поля. На корональных высотах определяющими гармониками являются три — дипольная, квадрупольная, октупольная. Радиальная составляющая электрического дрейфа V_r , соответствующая в нашем случае скорости подъема КВВ, может быть записана через относительные временные вариации дипольного M'/M и октупольного Q'/Q магнитных моментов, а также удаленность r переднего фронта КВВ от фотосферного уровня области выброса:

$$V_r = \frac{M'}{M} r - \left(\frac{3Q}{Mr^2} \right) \frac{Q'}{Q} r \quad (1)$$

Из приведенной формулы (1) следует, что появление движущегося от фотосферы КВВ определяет такой характер повышения магнитного потока зоны выброса, в котором первое слагаемое превышает второе. И скорость КВВ фактически определяется относительным темпом прироста дипольного момента активной области. Влияние октупольного члена формулы (1) сводится, в большей степени, к созданию тенденции ускоренного движения с удалением от фотосферы. Такая тенденция должна иметь место, поскольку отрицательный вклад второго слагаемого (1) уменьшается как r^{-1} . Отмеченная тенденция постоянного ускорения на начальном этапе не очень велика и надежная её оценка пока затруднена. Между тем, такая оценка дала бы независимую от магнитных измерений величину временной вариации октупольного момента активной области в период начального роста магнитного потока в ней. Для изучения же временной вариации дипольной гармоники магнитного поля достаточно самой величины скорости КВВ. Исходя из наблюдаемого диапазона быстроты подъема КВВ 5 – 80 км/с [2] и высот фиксации этих значений $r = 0.1 - 0.3 R_S$, получаем следующий интервал значений $M'/M \sim 10^{-6} - 10^{-4} \text{ c}^{-1}$.

Помимо отмеченной выше тенденции небольшого постоянного роста скорости КВВ на начальном этапе случаются моменты, когда происходит резкий её подъём. На рис.1, взятом из работы [3], проявляется такого рода подъём до наступления второго этапа КВВ, период действия которого отмечен серой полосой. Временной интервал, в пределах указанной серой полосы, характеризуется перестройкой магнитной конфигурации активной области, где зародился КВВ. До начала этой перестройки КВВ движется поперек магнитных силовых линий, и, значит, для описания его скорости справедливо выражение (1).

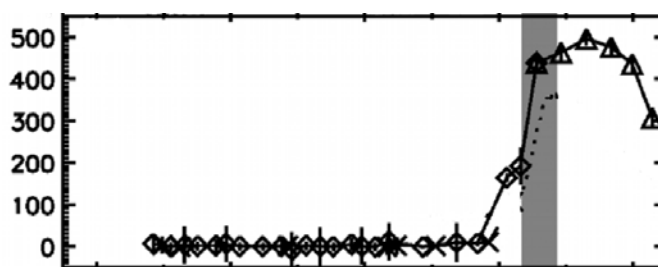


Рис. 1. Временная зависимость скорости КВВ (км/с) на трёх этапах движения по данным [3]. Начальный этап движения КВВ происходит с малой скоростью до перестройки конфигурации магнитного поля области выброса. Временной интервал такой перестройки отмечен серой полосой. Резкий скачок скорости до 200 км/с пришелся на первый этап КВВ.

Анализ факторов, влияющих на резкий скачок скорости КВВ, проведем на основе выражения для ускорения, полученного из временной производной формулы (1). После некоторых преобразований и упрощений приходим к зависимости для ускорения КВВ в виде:

$$V_r' = \frac{M''}{M'} V_r + \left(\frac{6Q}{Mr^2} \right) \frac{Q'}{Q} V_r \quad (2)$$

Ускорение, как следует из (2), определяется второй производной по времени дипольного момента M'' области выброса и первой производной октупольного момента Q' . Влияние октупольного слагаемого на величину скорости КВВ отмечалось при анализе (1) как тенденция её повышения с расстоянием. Такое поведение в исследуемом случае (рис.1) очень незначительное. В выражении (2) в сравнении с (1) имеем фактически такое же слагаемое в пределах фактора два. Поэтому, выглядит маловероятным существенное воздействие на ускорение второго слагаемого (2). Значит, резкие скачки повышения скорости КВВ вызываются изменением темпа роста дипольного магнитного момента. В рассматриваемом случае рис.1 его величина может доходить до $M''/M' \approx 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ при наблюдаемом пиковом ускорении $V_r' \approx 100 \text{ м/с}^2$ [3].

Следует обратить внимание на проявившуюся зависимость ускорения КВВ от скорости (2). Такого рода соотношение было обнаружено стати-

стически для КВВ на третьей фазе движения [5], при этом положительная связь отмечалась для медленных КВВ со скоростями менее 400 км/с. Этот факт может указывать на влияние магнитных вариаций зоны выброса и на заключительном этапе движения КВВ, т.е. вполне вероятно, что дрейфовый характер движения КВВ в определенных условиях действует на всех трех этапах.

Выводы

Проведенный анализ начального этапа КВВ позволяет сделать ряд выводов о характере движения и влияющих на него факторов. Движение представляет собой электрический дрейф поперек магнитных силовых линий. Электрическое поле возбуждается изменением магнитного потока области коронального выброса. Основным фактор, влияющий на скоростные параметры КВВ, является рост величины дипольного момента активной области. Текущее значение скорости КВВ определяется относительной временной производной дипольного момента, его диапазон $M'/M \sim 10^{-6} - 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ в соответствии с наблюдаемым интервалом скоростей.

Движение КВВ происходит с ускорением, которое вызывается первой производной по времени октупольного магнитного момента активной области и второй производной дипольного момента. Первый эффект порождает постоянное нарастание скорости, но медленное, а второе воздействие приводит к отдельным резким её скачкам. При этом относительный всплеск второй производной дипольного момента может достигать до $M''/M' \approx 10^{-3} \text{ с}^{-1}$.

Литература

1. *Feynman J., Ruzmaikin A.* // Solar Phys., 2004, v.219, p.301.
2. *Zhang J., Dere K.P., et al.* // Astrophys. J., 2001, v.559, p.452.
3. *Bong S.-C., Moon Y.-J., et al.* // Astrophys. J., 2006, v.636, p.L169.
4. *Молоденский М.М., Мерзляков В.Л.* // Письма в Астрон. журн., 2002, т.28, с.314.
5. *Vrsnak B., Ruzdjak D., Sudar D., Gopalswamy N.* // Astron. and Astrophys., 2004, v.423, p.717.

ПЛОТНОСТЬ ШИРОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛАХ

Милецкий Е.В., Иванов В.Г

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

DENSITY OF LATITUDE DISTRIBUTION OF SOLAR ACTIVITY IN 11-YEAR CYCLES

Miletsky E.V., Ivanov V.G.

Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Existence of close relations between solar activity and the latitude width of the sunspot generation zone, which previously was found for yearly means, is confirmed for their monthly averages.

An index of average “density of latitude distribution” (DLD) is introduced, which is defined as the ratio of the current solar activity to the width of the corresponding zone. It is found that during increase of solar activity, starting from its certain level, a linear growth of DLD changes to non-linear one with a drastic slowing down of the growth. Further increasing of the activity does not cause any notable growth of the DLD, which does not exceed a certain threshold (“the level of saturation”)

Behavior of the DLD in 11-year cycles 12-23 is studied. It is demonstrated that in epochs of solar maxima of all cycles under consideration the DLD reached the level of saturation, which did not depend on amplitudes of the cycles. After these moments growth of activity was always accompanied by widening of the sunspot generation zone.

Using the relations, derived from the found regularities, estimates of maximal possible amplitudes of 11-year cycles are made.

Ранее [1] нами было установлено, что повышение уровня пятенной активности, как правило, сопровождается увеличением размера широтной зоны пятнообразования. При этом оказалось, что такая тесная взаимосвязь прослеживается на протяжении всего 11-летнего цикла. Найденная зависимость явилась важным свидетельством существования глубокой физической связи между законами Швабе-Вольфа и Шпёрера, т.е. между изменениями в широтном распределении солнечных пятен и уровнем солнечной активности.

В данной работе мы продолжили предыдущие исследования [1]. В качестве источника данных (как и в [1]) использовался Гринвичский каталог солнечных пятен и его продолжение за период с 1874 г. по 2006 г., (<http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>). На его основе были составлены ряды ежедневных, среднеоборотных и среднегодовых значений различных характеристик. В качестве характеристик солнечной активности использовались такие известные индексы, как число Вольфа (W), суммарная площадь солнечных пятен (SA), а также число групп пятен (G), кото-

рое (аналогично SA) представляет собой суммарное суточное число наблюдаемых групп. В качестве широтных характеристик были выбраны значения максимальных (LAN) и минимальных (LAL) широт пятен, определяющих высокоширотную и низкоширотную границы зоны пятнообразования, а также их разность ($D = LAN - LAL$), характеризующая ширину этой зоны.

После этого была вычислена характеристика, названная нами средней плотностью широтного распределения текущей активности, которая представляет собой отношение пятенной активности к ширине соответствующей зоны. Например, плотность широтного распределения числа групп пятен (ПШР, обозначаемая как GD) рассчитывается по формуле $GD = G/D$.

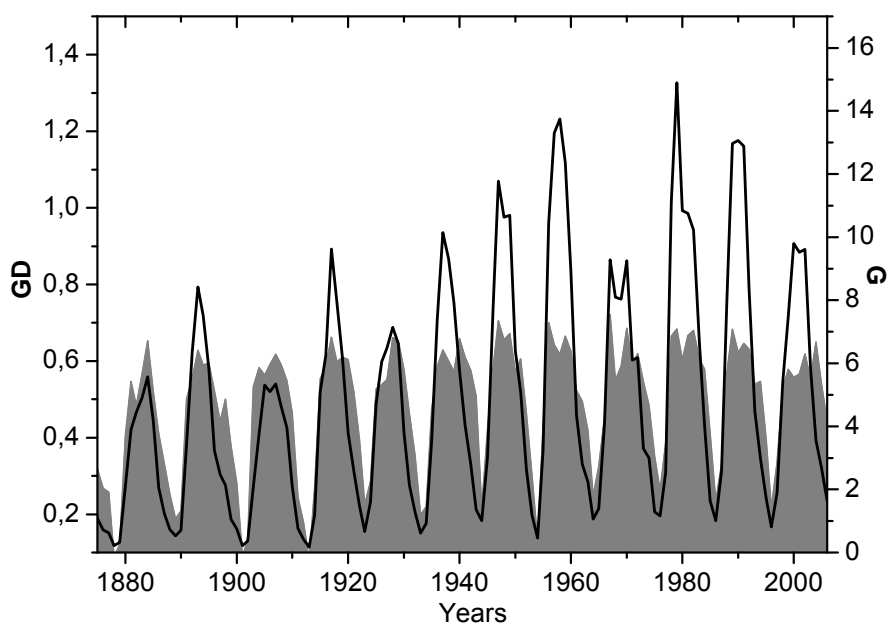


Рис. 1.

На рис. 1 представлены графики среднегодовых значений ПШР (закрашенная кривая) и индекса числа групп пятен (G) (сплошная кривая). В каждом из представленных 11-летних циклов ПШР возрастает, начиная от минимума, достигая значения, одинакового практически для всех 11-летних циклов. Дальнейшее увеличение активности происходит только за счет расширения пятенной зоны по широте. Для дополнительной проверки полученного результата мы построили график (рис. 2), показывающий зависимость ПШР от величины индекса групп пятен (G). При увеличении G , начиная с некоторого значения, линейность возрастания ПШР сменяется нелинейностью, характеризующейся резким замедлением ее роста. Дальнейшее повышение активности не приводит к заметному увеличению ПШР, значения которой остаются ниже некоторого постоянного уровня, называемого нами «уровнем насыщения».

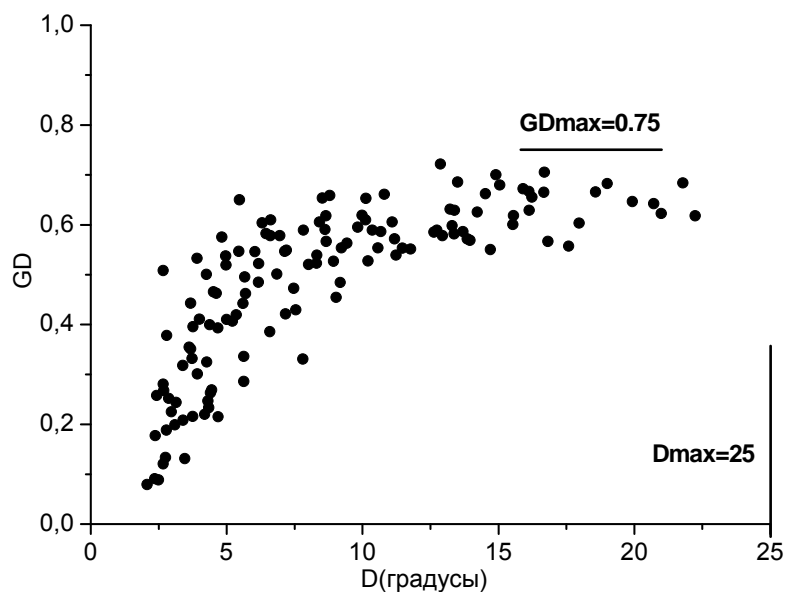


Рис. 2.

Было решено проверить, насколько «плотно» располагаются пятна в определенных широтных интервалах. Для этого ширина зона пятнообразования была пересчитана в более крупные пятиградусные единицы. В этом случае считалось, если ширина зоны $D \leq 5^\circ$, то в таких единицах она равна 1 ($D5=1$), если $5^\circ < D \leq 10^\circ$, то в новых единицах она равна 2 ($D5=2$) и т. д. Затем по среднегодовым значениям G и $D5$ была вычислена «пятиградусная ПШР» (обозначенная как $GD5$) $GD5=G/D5$.

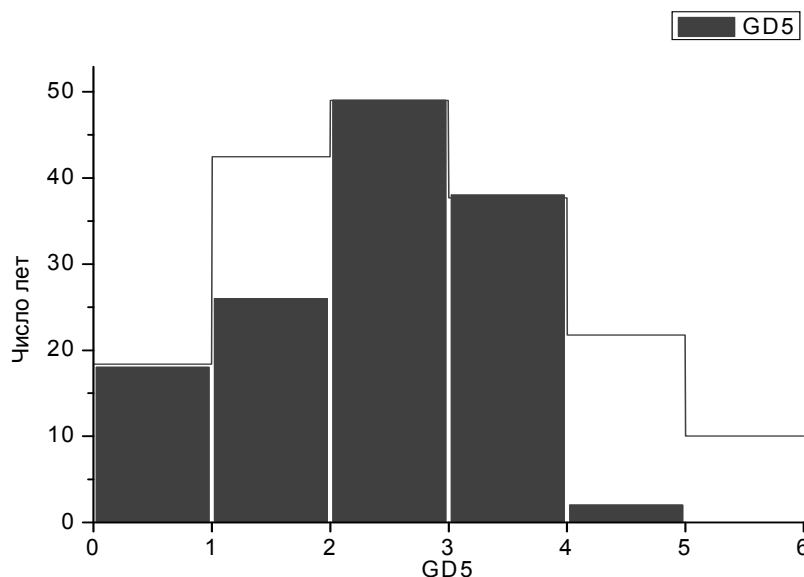


Рис. 3.

На рис. 3 представлена гистограмма (столбики) распределения значений $GD5$ по числу лет их встречаемости. Линией показана соответствующая плотность распределения Пуассона. Видно, что есть годы (18 из 133-х) когда значение $GD5$ не превышает значения 1. В интервале 1-2 значения

этого индекса находятся 26 лет из 133-х, а в интервал 2-3 индекс попадает чаще всего (49 лет из 133-х). Отметим, что для диапазона 4-5 наблюдается резкое уменьшение числа лет встречаемости (всего 2 года). И полностью отсутствуют такие годы, когда значение GD5 превышало бы 5. Полученный результат служит еще одним подтверждением того, что средняя широтная плотность распределения пятен ограничена.

В работе [1] было показано, что максимальное наблюдавшееся среднегодовое значение ширины зоны составляет $D = 22^\circ$ (см. также рис. 3). Исходя из того, что выше широты 50° обычные группы пятен не встречаются, сделаем предположение, что максимально возможный размер зоны пятнообразования не может превышать $D_{\max} = 25^\circ$ по широте. Из полученных в данной работе результатов следует, что среднегодовое значение ПШР не превышает «уровня насыщения» (см. рис. 3, где отмечен уровень $GD_{\max} = 0.75$). Тогда можно сделать оценку максимально достижимой амплитуды 11-летнего цикла солнечной активности ($W_{\max} = D_{\max} * GD_{\max} * 12.08 = 227$). Таким образом, исходя из обнаруженных закономерностей, максимально возможная амплитуда 11-летнего цикла не должна превышать 230 единиц числа Вольфа.

Полученные результаты могут служить еще одним количественным подтверждением взаимодополняемости пространственных и мощностных характеристик солнечных магнитных полей. Это обстоятельство, очевидно, необходимо учитывать при построении моделей, претендующих на объяснение механизмов солнечной цикличности.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (коды проектов 06-02-16268 и 07-02-00379), а также программы Президиума РАН № 16.

Литература

1. Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Характеристики широт солнечных пятен и амплитуды 11-летних циклов солнечной активности. // Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца "Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений", СПб. 2007. СПб, Пулково. С.255-258.

ОСОБЕННОСТИ УСКОРЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Минасянц Г.С., Минасянц Т.М.

Астрофизический институт им. В.Г. Фесенкова, Алматы, Казахстан

FEATURES OF ACCELERATION AND DISTRIBUTION OF PROTONS OF THE SOLAR FLARES

Minasyants G.S. and Minasyants T.M.

Astrophysical institute by V.G. Fesenkov, Almaty, Kazakhstan

Abstract

The time profiles of the differential proton fluxes for the 20 powerful solar flares were constructed with use of the observed data from satellites. Three characteristic types of moments of enhancement of proton fluxes of different energies were found. Most remarkable type is characterized by simultaneous arrival to the Earth of fluxes of protons of quite different energies: from thermal up to the sub relativistic. For an explanation of the observed fact it is necessary to allow existence of an additional mechanism of acceleration of particles in the interplanetary space.

В предыдущей работе [1] нами были выявлены случаи практически одновременной регистрации (в пределах 5-15 минут) прибывших к Земле вспышечных потоков частиц самых различных энергий. Тогда как расчеты указывают на разницу во времени не менее полусуток между прибытием протонов с энергиями в несколько десятков keV и сотен MeV.

Для проверки этого факта проведено исследование 20 протонных вспышек, относящихся к текущему 23 циклу активности. Все рассмотренные вспышки, в максимуме интегрального потока протонов с энергиями $E_p > 100$ MeV, имели значения $F_p \geq 1$ (particles/cm² sec sr). Используются результаты наблюдений со спутников ACE, GOES, IMP, HESSI, SOHO и наземные наблюдения. Временное разрешение – 5 минут. Были построены временные распределения значений дифференциальных потоков протонов $F_p = \text{counts}/(\text{cm}^2 \text{ sec sr MeV})$ для каждой вспышки по 12-ти интервалам энергий от (47-68)keV до (165-500)MeV. 12 вспышек из 20 были источниками солнечных космических лучей (СКЛ), состоящими, в основном, из протонов, в том числе и с энергиями от 500MeV до 15GeV (данные наземных нейтронных мониторов).

Диапазон энергий и количественные характеристики потоков заряженных частиц, генерируемых от вспышки, претерпевают значительные изменения под воздействием солнечного ветра и межпланетного магнитного поля [2]. Поэтому все данные наблюдений отражают результат взаимодействия вспышки и межпланетного пространства.

Итоговая картина временных распределений протонов по энергиям показывает интересные особенности. По времени начала усиления вспышечных потоков протонов можно выделить 3 характерных типа:

I тип – усиление вспышечных потоков протонов каждого из представленных диапазонов энергий начинается в различное время, в соответствии с кинетической энергией частиц.

II тип – наблюдается одновременное усиление потоков протонов различных энергий. Примечательно, что ко II типу относятся, в основном, самые мощные вспышки, генерировавшие потоки СКЛ.

III тип – (смешанный) начало усиления потоков протонов средних и высоких энергий соответствует I типу, а для потоков протонов низких энергий – II типу. Причем время их одновременного усиления начинается с приходом протонов более высоких энергий.

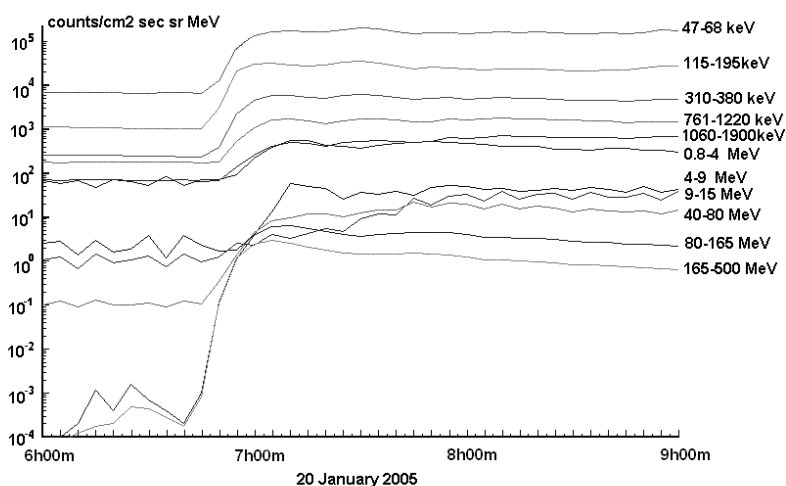


Рис. 1. Распределение значений дифференциальных потоков протонов вспышки 20 января 2005 г. Пример II-го типа начала усиления потоков протонов.

Очевидно, что потоки частиц низких энергий, которые регистрируются вблизи орбиты Земли почти одновременно с субрелятивистскими, имеют иную природу, чем вспышечные. В качестве возможного объяснения одновременного присутствия протонов различных энергий предлагается следующее: анизотропное распределение вспышечных высокоэнергичных частиц может приводить к возникновению в межпланетном пространстве плазменной турбулентности, которая в свою очередь может стать источником ускорения частиц различных энергий, в том числе и низких энергий.

Литература

1. Минасянц Г.С., Минасянц Т.М. О случаях одновременной регистрации частиц различных энергий вблизи орбиты Земли // Известия НАН РК. Серия физ.-мат. 2006, №4, с.52-53.
2. NASA, Solar Sentinels: Report of the Science and Technology Definition Team. Maryland, p.126, 2006.

О РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЯХ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

Михаляев Б.Б., Хонгорова О.В.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

ON THE RADIAL OSCILLATIONS OF CORONAL LOOPS

Mikhalyaev B.B., Khongorova O.V.

Kalmyk State University, Elista, Russia

Abstract

We present two models of the coronal magnetic loops with longitudinal electric currents. The one is a Z-pinch and contains the surface current, and the other contains two surface currents what have opposite directions. Their radial oscillations spectra give some information about a loop structure from coronal seismology data.

Наблюдения показывают, что поперечные размеры корональных петель мало меняются на всем их протяжении. По всей видимости, петли представляют собой скрученные магнитные трубки с ненулевой азимутальной компонентой [1], наличие которой свидетельствует о присутствии в петлях продольного электрического тока. Актуальной задачей является решение вопроса о характере распределения электрических токов в петлях, имеющего значение для исследования вспышек и процессов нагрева, а также для построения моделей петель и корональных выбросов массы.

В теоретических исследованиях важную роль играет адекватно выбранная модель петли. Предполагают, что в петлях присутствуют токи, текущие либо в одном направлении, либо в двух противоположных направлениях [2]. Ввиду малости поперечных размеров петель найти признаки наличия прямого и обратного токов в петлях непросто [3]. Есть, однако, наблюдения с достаточно высоким разрешением, показывающие, что токи в петлях текут только в одном направлении [4]. Данный вопрос непосредственно связан с задачей определения структуры петель, решаемой в рамках корональной сейсмологии. В самом общем виде она формулируется как обратная задача, то есть как задача определения структуры некоторой МГД-конфигурации по заданному полному спектру ее собственных колебаний. К сожалению, применительно к корональным конфигурациям решение данной задачи наталкивается на известные трудности, обусловленные недостатком информации о спектрах колебаний наблюдаемых объектов. Тем не менее, некоторые сведения можно получить, основываясь на определенных моделях петель.

Рассмотрим две простые модели в виде цилиндрических магнитных трубок, содержащих продольные поверхностные электрические токи (см. рис. 1). Первая представляет собой скинированный пинч с азимутальным потенциальным внешним полем:

$$r < b: \mathbf{V} = V_i \mathbf{e}_z, \rho = \rho_i; \quad r > b: \mathbf{V} = B_e / (\alpha r) \mathbf{e}_\varphi, \rho = \rho_e / (\alpha r)^2; \quad \alpha, B_i, B_e, \rho_i, \rho_e - \text{const.}$$

Вторая модель представляет собой двойную магнитную трубку вида

$$r < b: \mathbf{V} = V_i \mathbf{e}_z, \rho = \rho_i; \quad b < r < a: \mathbf{V} = B_m / (\alpha r) \mathbf{e}_\varphi, \rho = \rho_m / (\alpha r)^2; \quad r > a: \mathbf{V} = V_e \mathbf{e}_z,$$

где по поверхностям $r = b$ и $r = a$ текут равные по величине и противоположно направленные токи. Азимутальное поле в цилиндрической оболочке $b < r < a$ экранировано током, текущим по внешней поверхности, и внешнее поле является продольным.

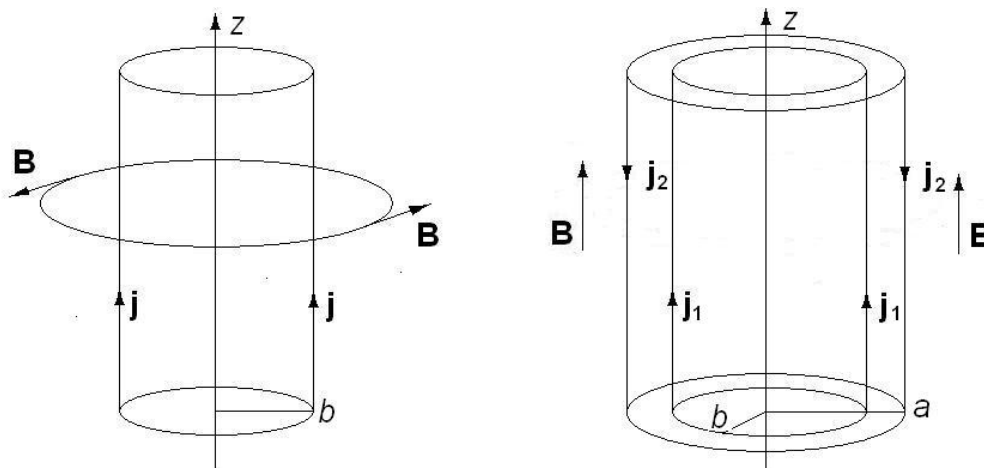


Рис. 1. Модель корональной петли с неэкранированным (слева) и экранированным (справа) продольным электрическим током.

В приближении малой плазменной бета ($\beta \approx 0$) удается решить задачу о линейных колебаниях трубок на нулевой цилиндрической моде $m = 0$. основным отличием рассматриваемых моделей от классической модели, представляющей собой магнитную трубку с продольным полем, является возможность незатухающих колебаний трубки со сколь угодно малой частотой. Различия в распределении собственных частот в спектрах колебаний рассматриваемых моделей дают инструмент для диагностики структуры корональных петель. Очевидно, для этого необходимо иметь несколько наблюдаемых периодов, т. е. необходимы данные о квазипериодических осцилляциях.

Литература

1. Klimchuk J. A. // Solar Phys. 2000. 193, 53.
2. Соловьев А.А. XI Пулковская межд. конф. по физике Солнца "Физическая природа солнечной активности и прогнозирование ее геофизических проявлений", 2-7 июля 2007 г., ГАО РАН, СПб. Труды. С.321.
3. Melrose D.B. // Astrophys. J. 1996. 471, 497.
4. Зайцев В.В., Круглов А.А. Всеросс. конф. по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика - 2008", 4-9 июля 2008 г., ГАО РАН, СПб. Тезисы докл. С.40.

ВКЛАД ТЕПЛООВОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Моргачев А.С.¹, Поляков В.Е.¹, Щербаков Д.А.¹, Мельников В.Ф.²

¹ННГУ им. Лобачевского

²ФГНУ НИРФИ

CONTRIBUTION OF THE THERMAL BREMSSTRAHLUNG INTO THE MICROWAVE EMISSION OF FLARING LOOPS

Morgachev A.S.¹, Polyakov V.E.¹, Sherbakov D.A.¹, Melnikov V.F.¹

¹Lobachevski State University of Nizhny Novgorod

²Radiophysical Research Institute

Abstract

One of the principal parameters of gyrosynchrotron (GS) radiation is its spectral index. It allows to determine the energy spectral index of accelerated electrons. Since the observed microwave flux is a sum of GS emission of energetic electrons and thermal free-free emission of hot plasma, for the correct determination of electron spectral index we need to subtract thermal free-free emission from the total observed flux. This procedure was done for 28 flares making use of data on microwave and soft X-ray emission obtained with the Radioheliograph Nobeyama and GOES satellite. We have shown that the influence of thermal free-free emission on the flux and spectral index is negligible (<3%) on the phase of the burst maximum. On the contrary, the contribution of thermal free-free emission is high (up to 70%) on the late decay phase that leads to a considerable decrease of the observed spectral index (up to $\Delta\alpha = 1-2$). We have shown that the most strong influence on the total flux and spectral index is realized in a flare loop's footpoints.

Основными механизмами непрерывного микроволнового излучения солнечных вспышечных петель являются гиротронный (ГС) и тепловой тормозной [1]. Одной из характеристик ГС излучения в оптически тонких радиоисточниках является спектральный индекс, отражающий наклон частотного спектра и позволяющий определять такой важный параметр вспышки как показатель энергетического спектра ускоренных электронов. Так как наблюдаемый поток микроволнового излучения представляет собой сумму потоков ГС излучения энергичных частиц и теплового тормозного излучения горячей плазмы, то для правильного определения спектрального индекса необходимо корректировать данные наблюдений путем вычета из общего потока компоненты, связанной с тепловым тормозным излучением.

В данной работе расчет интенсивности и спектра теплового тормозного микроволнового излучения производился на основе обработки данных со спутника GOES, регистрирующего полные потоки мягкого рентгеновского излучения от Солнца в каналах 1-8 Å и 0.5-4 Å [2].

Тепловая компонента радиоизлучения рассчитывалась для двух оснований и вершины петли по потокам мягкого рентгена (рис. 1, верхняя панель, пунктирная линия) и вычиталась из полного потока, регистрируемого радиогелиографом Нобейма (рис. 1, верхняя панель, 17 ГГц – жирная сплошная кривая, 34 ГГц – штриховая кривая). В результате были получены временные профили «чистого» гиротронного излучения (рис. 1, верхняя панель, тонкая линия). На нижней панели изображен временной профиль разности спектральных индексов «чистого» гиротронного излучения и полного потока.

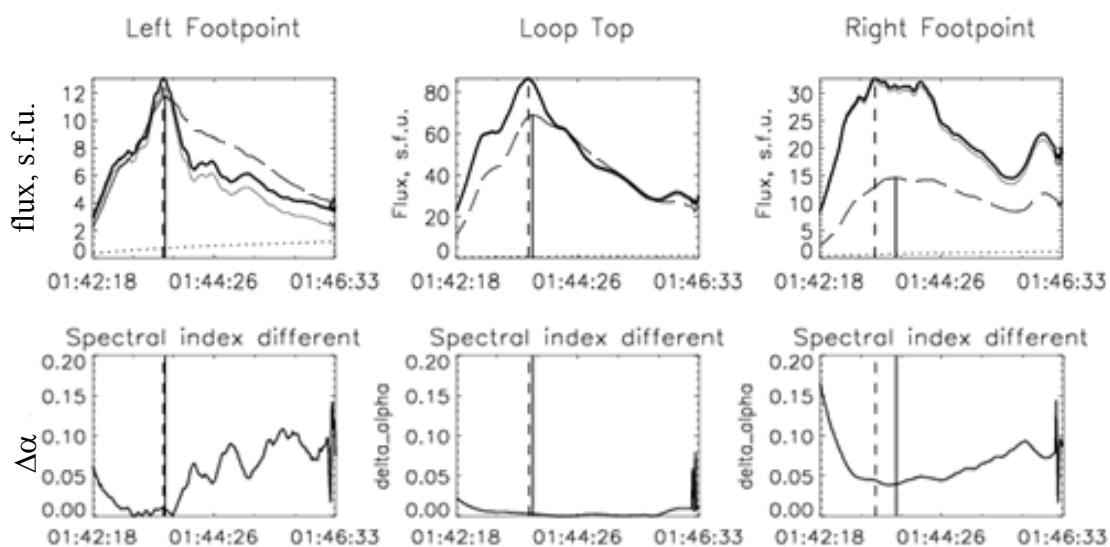


Рис. 1.

В итоге, на статистике из 28 вспыхивающих петель, были получены следующие результаты. 1) На фазе максимума всплеска влияние теплового тормозного излучения на поток и спектральный индекс незначительно (<3%). На фазе спада вклад тормозного излучения достигает максимума (иногда до 70% по потоку и до $\Delta\alpha = 1,6$ по абсолютному значению для спектрального индекса) во всех частях вспыхивающей петли. 2) Тепловое тормозное излучение вносит большой вклад в общий поток принимаемого излучения и оказывает наибольшее влияние на его спектральный индекс в основаниях вспыхивающей петли.

Таким образом, при диагностике наклона энергетического спектра электронов наиболее точные результаты можно получить, исследуя микроволновое излучение на фазе максимума всплеска, так как наблюдаемый спектр наиболее близок к гиротронному.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166.

Литература

1. *Dulk G.A.* // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1985, V.23, P.169
2. *Crannell C.J., Kenneth J.F., Matzler C.* // ApJ. 1978, V.223, P.620.

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ИНТЕГРАЛЬНОГО ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА И ПОГРЕШНОСТИ ИХ ОЦЕНОК

Мордвинов А.В.

Институт солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН, Иркутск

LONG-TERM CHANGES IN TOTAL SOLAR IRRADIANCE AND UNCERTAINTIES IN THEIR ESTIMATES

Mordvinov A.V.

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

Abstract

A comparative analysis of the composite time series of the total solar irradiance is carried out. Cumulative differences of the concurrent irradiance measurements characterize systematic errors between the ACRIM-PMOD and ACRIM-SARR scales. A mean offset between the ACRIM-PMOD composite time series is estimated to be 0.2 Wm^{-2} during 1978-2007. However, the instantaneous offset between the ACRIM-PMOD scales reached up to 1 Wm^{-2} for early measurements. The uncertainty in estimates of long-term changes in solar irradiance is compatible with their possible amplitude, evaluated in previous studies.

Внеатмосферные измерения интегрального потока излучения Солнца показывают кратковременные, циклические и долговременные изменения. Измерения потока излучения Солнца, приведенные к абсолютной шкале разными способами, согласуются между собой при сопоставлении вариаций потока ото дня ко дню. Вместе с тем, при анализе изменений светимости Солнца от цикла к циклу получены противоречивые оценки [1–4].

Радиометры серии «АКРИМ», оснащенные дополнительными каналами для калибровки, обеспечили продолжительные измерения потока излучения, которые послужили основой для построения системы измерений в шкале АКРИМ [1]. При приведении радиометрических измерений к шкале ПМОД [2] использовалась существенная коррекция данных радиометра спутника «Нимбус-7», поскольку этот радиометр не имел дополнительного канала для калибровки. Коррекция прямых измерений была выполнена с помощью модельных расчетов, учитывающих влияние пятен и факелов на вариации полного потока излучения Солнца [5].

На рис. 1а,б показаны измерения интегрального потока излучения Солнца в радиометрических системах АКРИМ и ПМОД [1, 2]. Оценки долговременных трендов показаны штриховыми линиями. Ряд измерений потока излучения в шкале АКРИМ показывает рост потока излучения на 0.037 % от минимума активности в 1986 г. к минимуму в 1996 г. [1]. Измерения потока излучения в шкале ПМОД, напротив, показывают постоянство потока излучения Солнца между минимумами активности или его уменьшение на 0.007% [2, 5].

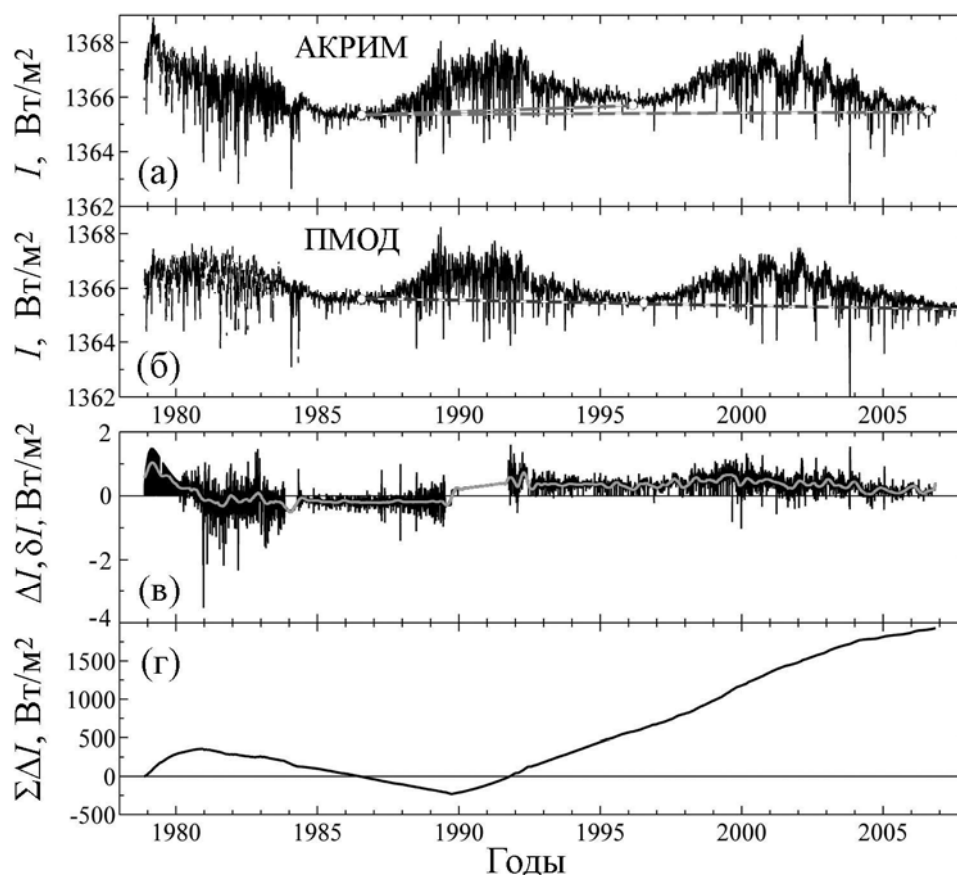


Рис. 1. Измерения потока излучения Солнца в шкалах АКРИМ (а) и ПМОД (б); разность среднесуточных значений потока между шкалами АКРИМ–ПМОД (в) и ее кумулятивная сумма (г).

Разность между измерениями полного потока излучения Солнца в шкалах АКРИМ и ПМОД $\Delta I(t)$ показана на рис. 1в как функция времени. Поведение ΔI характеризует случайные и систематические ошибки измерений потока излучения, а также относительные погрешности в абсолютной калибровке радиометров по данным АКРИМ и ПМОД. Большие расхождения между измерениями в период 1978–1983 гг. объясняются значительной коррекцией данных, полученных со спутника «Нimbus-7» [2].

Кумулятивная сумма $\Sigma \Delta I$ (рис. 1г) показывает долговременные тенденции в поведении разностей между разными шкалами измерений. Расхождение между системами измерений меняется со временем в результате погрешностей калибровки радиометров и неточного учета изменений их чувствительности. Текущий сдвиг между шкалами измерений δI оценен с помощью дифференцирования сглаженной кумулятивной суммы $\Sigma \Delta I$, поскольку именно сглаженный ход определяет долговременные изменения $\Sigma \Delta I$. Графики сглаженной и несглаженной кумулятивных сумм не показывают видимых различий на рис. 1г. Конечные разности сглаженной кумулятивной суммы δI (серая кривая на рис. 1в) показывают расхождение между двумя системами измерений. Величина смещения изменяется со вре-

менем и достигает 1 Вт/м^2 в начальный период, когда ошибки измерений интегрального потока излучения Солнца были особенно велики.

Разности ΔI , δI изменяются со временем, обнаруживая погрешности стыковки данных отдельных радиометров. Например, в период 1989–1991 гг. между измерениями радиометров АКРИМ1 и АКРИМ2 существовал значительный пропуск в данных, который был восполнен измерениями со спутника «Нимбус-7». Погрешности стыковки данных разных радиометров проявились в скачкообразном изменении разностей ΔI , δI в конце 1989 г.

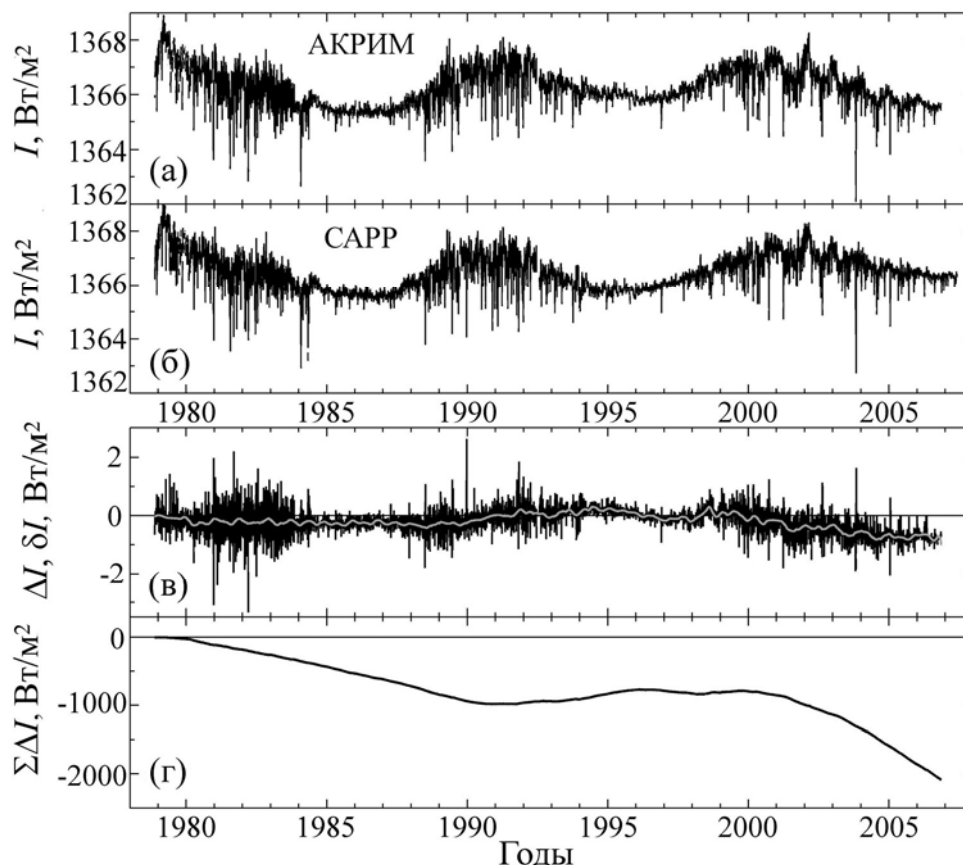


Рис. 2. Измерения потока излучения Солнца в шкале АКРИМ (а) и шкале САРР (б); разность среднесуточных значений потока (в) и ее кумулятивная сумма (г).

Анализ кумулятивной суммы разностей $\Sigma\Delta I$ наглядно показывает систематические погрешности между системами измерений и характеризует величину неопределенности в оценке вековых изменений светимости Солнца. Так, в период 1980.9–1989.7 гг. $\Sigma\Delta I$ уменьшилась на величину 588 Вт/м^2 . Если разделить эту величину на число измерений в этот период, можно оценить систематическое смещение или сдвиг между двумя системами измерений, которое составило около -0.18 Вт/м^2 . Кумулятивная сумма разности $\Sigma\Delta I$ увеличилась на 1922 Вт/м^2 в период 1989.7–2006.7 гг. Разделив это приращение на число измерений, получим систематическое смещение 0.35 Вт/м^2 , которое характеризует сдвиг между двумя системами

измерений в этот период времени. Величина смещения между системами измерений за 1978–2007 гг. составила 0.20 Вт/м^2 , что характеризует неопределенность в оценке долговременных изменений потока излучения между шкалами АКРИМ и ПМОД.

Аналогичным образом выполнен анализ измерений в шкале АКРИМ (рис. 2а) и в шкале САРР (рис. 2б), построенной бельгийскими исследователями [3]. Разности среднесуточных значений потока излучения показаны на рис. 2в. Кумулятивная сумма разностей измерений между шкалами АКРИМ–САРР $\Sigma \Delta I$ систематически убывает, тогда как аналогичная характеристика для разностей между шкалами АКРИМ–ПМОД показывает тенденцию к росту (рис. 1г). В течение всего периода измерений 1978–2007 гг. уровень $\Sigma \Delta I$ уменьшился на 2145 Вт/м^2 . Средняя величина сдвига между шкалами АКРИМ–САРР составила -0.23 Вт/м^2 за 1978–2005 гг. Скорость убывания $\Sigma \Delta I$ особенно велика в цикле активности 23, при этом смещение δI между шкалами измерений АКРИМ–САРР достигло величины около -1 Вт/м^2 к 2007 г. Причина такого большого расхождения между двумя системами измерений в последние годы пока неясна.

Сравнительный анализ измерений потока излучения Солнца в шкалах ПМОД–САРР показал систематический рост кумулятивной суммы разностей, которая увеличилась на 4173 Вт/м^2 за весь период измерений. Средняя величина сдвига между шкалами САРР–ПМОД составила 0.40 Вт/м^2 за 1978–2007 гг. Начиная с 1994 г. величина сдвига δI между системами радиометрических измерений растет и достигает $+1 \text{ Вт/м}^2$ в 2007 г. Таким образом, анализ кумулятивных сумм разностей измерений потока излучения Солнца показал, что существуют систематические смещения между шкалами измерений АКРИМ–ПМОД и АКРИМ–САРР, которые показывают различный временной ход и достигают величины 1 Вт/м^2 как в начальный период измерений, так и в последние годы. Величина погрешности в оценке долговременных изменений потока излучения Солнца сопоставима с их амплитудой. На основании выполненного анализа можно сделать вывод о том, что надежная оценка характера вековых изменений светимости Солнца проблематична и находится на пределе возможностей современных радиометрических измерений.

Работа поддержана грантом РФФИ 05-02-04015 и программой Президиума РАН №16.

Литература

1. Willson R.C., Mordvinov A.V. // *Geophys. Res. Lett.* 2003. V. 30. P. 1199.
2. Fröhlich C., Lean J. // *Geophys. Res. Lett.* 1998. V. 25. P. 4377.
3. Dewitte S., Crommelynck D., Mekaoui S., Joukoff A. // *Solar Phys.* 2004. V. 224. P. 209.
4. Абдусаматов Х.И. // *Изв. Крымск. астрофиз. обс.* 2007. Т. 103. С. 292.
5. Fröhlich C., Lean J. // *Astron. Astrophys. Rev.* 2004. V. 12. P. 273.

**РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ, НАБЛЮДАЕМЫЕ
В ОКОЛОЗЕМНОМ ПРОСТРАНСТВЕ НА МАЛЫХ ВЫСОТАХ,
И ИХ СВЯЗЬ С АКТИВНОСТЬЮ СОЛНЦА**

**Мягкова И.Н.¹, Романова Н.В.², Пилипенко В.А.²,
Богомолов А.В.¹, Муравьева Е.А.¹**

¹НИИЯФ им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

²Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва

**RELATIVISTIC ELECTRONS, OBSERVED
AT LOW ALTITUDES IN NEAR-EARTH SPACE, AND THEIR
CONNECTION WITH THE SOLAR ACTIVITY**

**Myagkova I.N.¹, Romanova N.V.², Pilipenko V.A.²,
Bogomolov A.V.¹, Muravieva E.A.¹**

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

²Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow

Abstract

Dynamics and acceleration mechanisms of the relativistic electron flux in the Earth's outer radiation belt (ERB) ($3 < L < 6.5$) have been discussed for many years. However, there is still no confirmed theory of the acceleration of electrons up to the relativistic energies describing all the principal features of their variations. In this work the relations between the relativistic electrons at low orbits measured by CORONAS-F satellite and solar events were studied during September 2001 – June 2005 year time period.

Проблема мониторинга потоков релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе Земли (РПЗ) на малых высотах остается актуальной, поскольку до настоящего времени не создано общепринятой теории ускорения электронов до релятивистских энергий. Эти исследования важны и с прикладной точки зрения, так как релятивистские электроны являются одной из причин объемной ионизации микросхем на космических аппаратах, которая может привести к сбоям в их работе.

В данном исследовании нас интересовала следующая проблема: насколько существенную роль играет для вариаций потоков релятивистских электронов внешнего РПЗ на малых (до 500 км) высотах присутствие электронов солнечных космических лучей (СКЛ). Согласно результатам предыдущих исследований (например, [1]) присутствие электронов СКЛ не является обязательным условием возрастания потоков релятивистских электронов внешнего РПЗ. Но попытки оценить степень влияния СКЛ на индивидуальные особенности вариаций магнитосферных электронов (длительность возрастания, его интенсивность и локализация в пространстве) ранее не делались. Для сравнительного анализа использованы данные о потоках электронов с энергиями 1.5-3 МэВ, измеренные в течение 2001-

2005 г. на ИСЗ КОРОНАС-Ф [2], данные ИСЗ *ACE* и *GOES-10*, параметры межпланетной среды и геомагнитного поля, скорость солнечного ветра (СВ), *AE* и волновой *ULF*-индексы [3].

На рис. 1 представлены вариации потоков релятивистских электронов (1.5-3 МэВ), измеренных на ИСЗ КОРОНАС-Ф с января по июнь 2002 г. на разных *L*-оболочках в южном полушарии, вариации потока электронов с энергией >2 МэВ по данным ИСЗ *GOES-10* (нижняя панель), а также данные о скорости СВ, *Dst*- вариации, *AE* и *ULF* индексах и потоках электронов СКЛ с энергией 175-315 кэВ, измерявшихся на ИСЗ *ACE* (пять верхних панелей). Из рис. 1 видно, что вариации, зарегистрированные на разных *L*-оболочках, носят весьма различный характер и по-разному связаны с вариациями потоков СКЛ, СВ и геомагнитных индексов. Так, на низких *L*-оболочках достаточно сильное и длительное (более месяца) возрастание потоков электронов наблюдалось после вспышки на Солнце 21 апреля (день 111), сопровождавшейся не только появлением потоков электронов СКЛ в межпланетном пространстве, но и длительной магнитной бурей, возрастанием скорости СВ, а также авроральной и волновой активностей. При этом нарастание интенсивности потока электронов на низких *L*-оболочках происходило постепенно в течение нескольких суток, тогда как на высоких *L*-оболочках возрастание потока электронов в этот период было более быстрым и более кратковременным. Подробно динамика внешнего РПЗ на малых высотах в этот период рассматривались, например, в [4].

На высоких *L*-оболочках вариации потоков ($L = 5.0-5.5$) коррелируют с потоками на геостационарной орбите (данные *GOES*) (рис. 1). При этом возрастания на малых высотах на этих *L* наблюдались не только сразу после возрастания электронов СКЛ (как в середине марта, 76-й день) или прихода высокоскоростных потоков СВ (40-й день), но и после усиления волновой активности, отразившейся в увеличении *ULF*-индекса (137-139 день). Отметим, что в последнем случае наблюдалось только возрастание *ULF* активности, но ни повышенных потоков СКЛ, магнитной бури, или авроральной активности в те дни не наблюдалось.

При анализе всего ряда вариаций потоков релятивистских электронов с 2001 по 2005 г. обнаружилось, что среднемесячные значения потоков электронов по данным КОРОНАС-Ф в период с сентября 2001 по июль 2003 возросли более чем на порядок на $L = 3-6$. На рис. 2 приведены среднемесячные значения суммарного по всем долготам потока релятивистских электронов в южном полушарии с августа 2001 по июнь 2005 гг. для трех выделенных интервалов *L*-оболочек ($L = 3-4$ – пустые ромбы, $L = 4-5$ – черные квадратики, $L = 5-6$ – серые треугольники). Сплошными линиями представлен результат сглаживания скользящим средним по 3 месяцам. Видно, что обнаруженные вариации потоков электронов для разных *L*-оболочек достаточно близки (коэффициент корреляции вариаций на $L=3-4$ с вариациями на $L = 4-5$ составляет 0.77, а $L = 4-5$ с $L = 5-5$ - 0.86).

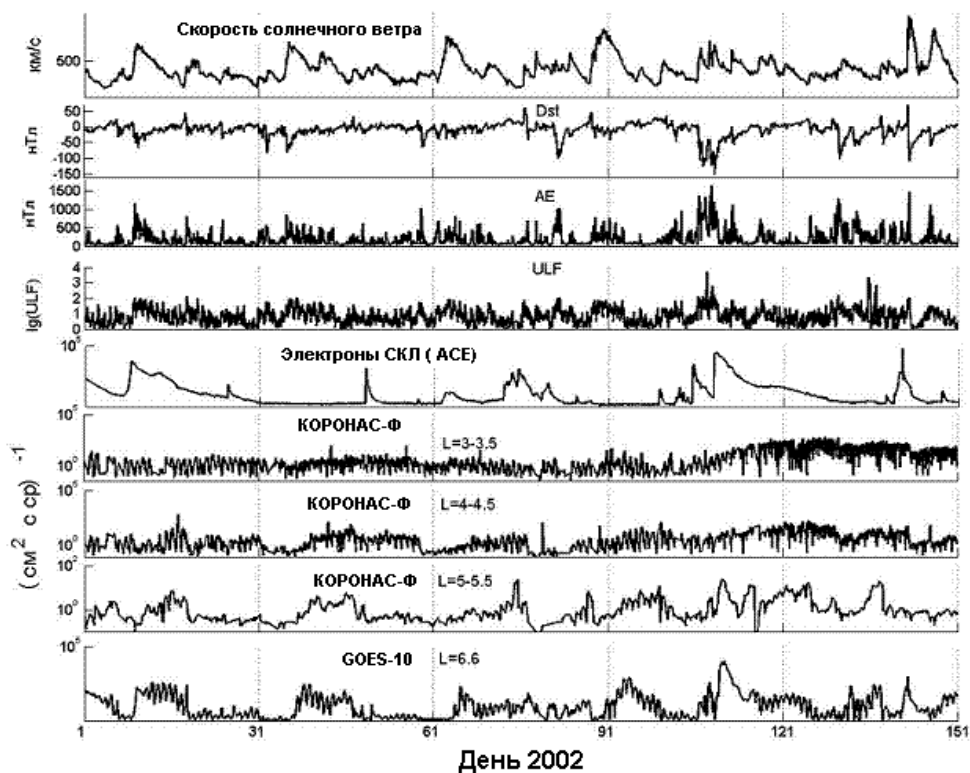


Рис. 1.

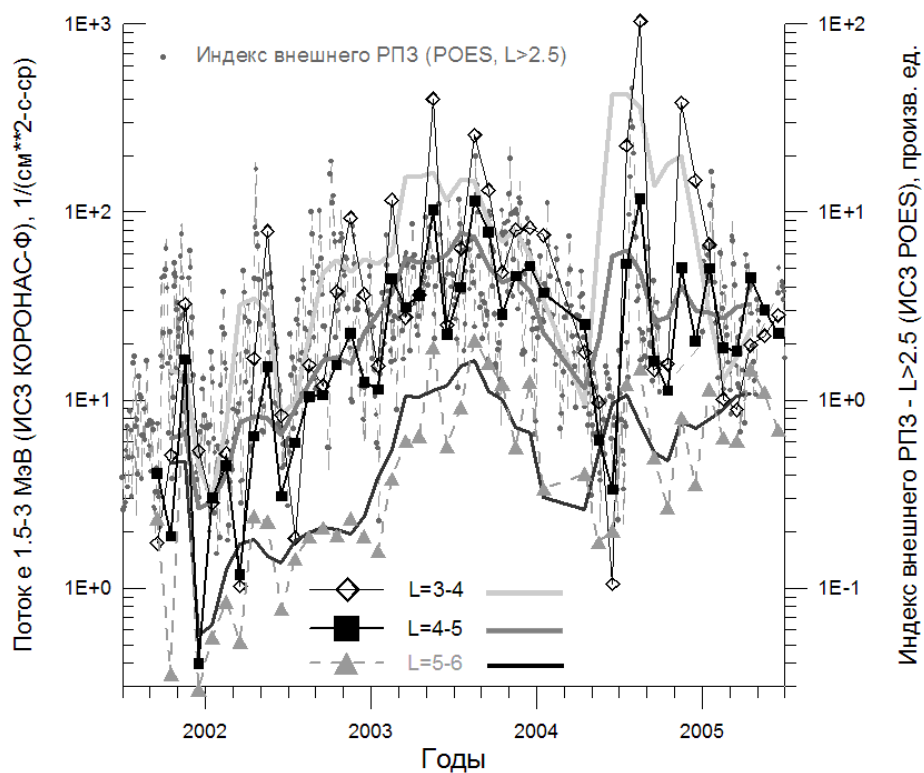


Рис. 2.

Приведенные на рис.2 данные ИСЗ РОЕС о вариациях индекса внешнего РПЗ [5] также не противоречат данным КОРОНАС-Ф. Очевидно, что причиной обнаруженного роста суммарного потока не могли быть события

СКЛ, поскольку, согласно [5], событий, существенно повлиявших на состояние ОКП, в 2001 году произошло 22, в 2002 – 29, в 2003 – 9, в 2004 – 6 и в 2005 – 7. С другой стороны, согласно измерениям на АСЕ, в период 2001- 2003 гг. наблюдался рост средней скорости СВ, что и стало наиболее вероятной причиной возрастания суммарного потока релятивистских электронов во внешнем РПЗ на малых высотах.

На основании выполненных в данной работе исследований нами были сделаны следующие выводы:

1. По данным КОРОНАС-Ф на малых высотах в период 2001-2003 гг. наблюдался значительный рост потоков релятивистских электронов во внешнем радиационном поясе Земли, связанный, по всей вероятности, с ростом средней скорости солнечного ветра в этот период.

2. Для исследованного периода времени наличие релятивистских электронов СКЛ не являлось единственным определяющим фактором для динамики потоков релятивистских электронов во внешнем РПЗ. В ряде случаев (апрель 2002, июль и ноябрь 2004) после прихода СКЛ наблюдались длительные и интенсивные возрастания потоков релятивистских электронов, особенно заметные на низких L-оболочках ($L = 3-4.5$). Вероятно, что ключевую роль в этих случаях играли магнитные бури, имевшие место во время прихода потока СКЛ на орбиту Земли.

3. Короткие (1-2 дня) возрастания потоков релятивистских электронов, локализованные на $L > 4.5$ (например, 14-17 мая 2002 г), мы связываем с возрастанием волновой ULF активности в это время.

Благодарности

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (07-02-92004-ННС-а) и ИНТАС (YSF 05-109-4661).

Литература

1. *Myagkova, I.N., Kuznetsov, S.N., Panasyuk, M.I. et al.* Solar Flares, Solar Energetic Particle Events and their influence on near-Earth environment in May 2005 as observed by CORONAS-F and Universitetskiy-Tatiana spacecrafts, Sun and Geosphere. 2006. V.1(2). P.32-36.
2. *Kuznetsov S.N., Kudela K., Ryumin S.P. et al.* CORONAS-F satellite - tasks for study of particle acceleration. // Adv. Sp. Res. 2002. V. 30, P. 1857-1861.
3. *Romanova N., V. Pilipenko, N. Crosby, et al.* ULF wave index and its possible applications in space physics // Bulgarian J. of Physics, 2007, V.34, P.136-148.
4. *Myagkova I. N., Kuznetsov S. N., Yushkov B. Yu., et al.,* Dynamics of the Earth's radiation belts during time period April 14-24, 2002: experimental data // The Inner Magnetosphere: Physics and Modeling // Geophysical Monograph 155. AGU. 2005. P. 127-134.
5. <http://www.swpc.noaa.gov>

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ
НА ДЛИТЕЛЬНЫХ ВРЕМЕНАХ:
"НОРМАЛЬНЫЕ" И "ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ" ЭПОХИ**

Наговицын Ю.А.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, Россия, nag@gao.spb.ru*

**PHYSICAL PARAMETERS OF SPACE WEATHER ON LONG TIMES:
"NORMAL" AND "EXTREMAL" EPOCHS**

Nagovitsyn Yu.A.

Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru

Abstract

Behaviour of Space Weather parameters during grandiose extrema of solar activity (such as the Maunder minimum and the maximum of the 20th century) is discussed.

В предыдущих наших статьях, обзор которых содержится в [1], мы предложили ряд реконструкций поведения различных параметров солнечной (и геомагнитной) активности на длительных шкалах. Эти исследования в рамках проблемы «Космический климат» (долгопериодических тенденций Космической погоды [1]) важны как для понимания длительной динамики солнечного магнитного поля, так и для выяснения характера долговременных связей в системе Солнце-Земля. Еще раз напомним цели этих исследований.

1. Получение физически информативных комплексных данных о динамике солнечного магнитного поля, геомагнитного поля и межпланетного магнитного поля на больших временных масштабах.
2. Количественный и качественный анализ эволюции солнечной активности (СА) на основе реконструкций поведения различных компонент СМП на длительных временах.
3. Исследование прогностических сценариев вариаций СА на интервале десятков-сотен лет.
4. Получение надежных данных о временных вариациях климата Земли в прошлом.
5. Исследование связи солнечной активности и климата Земли.

Как мы понимаем, обозначенные цели – это и последовательный план исследований: без выполнения задач предыдущего пункта нельзя говорить о задачах последующего.

В основе идеологии наших работ, касающихся задач п.1, положено рассмотрение СА на «временных шкалах», выделяемых в соответствии с

нашими возможностями использования для реконструкций тех или иных данных. В применении к СА могут быть выделены следующие шкалы:

- а) шкала 100-150 лет – прямые регулярные наблюдения СА (геомагнитной активности и климатических параметров);
- б) шкала 400 лет – нерегулярные прямые наблюдения СА;
- в) шкала 1000-2000 лет – набор косвенных данных о солнечной активности (полярные сияния, пятна, замеченные невооруженным глазом; радионуклиды в природных архивах; археомагнитные данные);
- г) шкала 10000 лет – данные о концентрации радиоуглерода и бериллия-10 в датированных образцах (кольцах деревьев, полярных льдах).

Особенности нашего подхода к задаче реконструкции параметров Космической погоды на длительных временных шкалах следующие:

- Переход – там, где это возможно – от традиционных статистических индексов (числа Вольфа, числа групп пятен и т.п.) к физическим параметрам (магнитный поток, напряженность поля и т.п.).
- Учет дифференциального характера связей между параметрами КП на различных временных масштабах. Для этого ранее нами были предложены математические методы MSR и DPS, основанные на вейвлет-преобразовании и разложении по псевдофазовому пространству Такенса соответственно.
- Стремление к максимально полному описанию процессов КП с использованием всего комплекса имеющихся данных, а не данных какого-либо одного типа. Такой подход взаимной верификации имеющихся данных назван нами ранее «принципом свидетелей».

Следуя описанному выше, мы, в частности, выполнили реконструкцию основных физических параметров Космической погоды на 400-летней шкале [1]. Эта шкала нам важна, прежде всего, из-за того обстоятельства, что именно на этом интервале времени присутствуют две экстремальные эпохи, соответствующие чрезвычайно низкому уровню СА (минимум Маундера) и, наоборот, – чрезвычайно высокому ее уровню (максимум второй половины 20-го века). В [2] с помощью «принципа свидетелей» мы рассмотрели детальное поведение СА в Маундеровском минимуме. Целью настоящей заметки будет статистическое рассмотрение экстремальных эпох с использованием более длительных шкал.

В [3] на основе оригинальной реконструкции были рассмотрены грандиозные минимумы на 10000-летней шкале. Наша реконструкция $W(t)$ [4] не столь длительная (~5000 лет), однако, как представляется, ее калибровка на основе решения обратной задачи баланса радиоуглерода в меньшей степени зависит от принятых предположений и использованных сторонних данных (в частности, хода геомагнитной активности в прошлом).

Вначале о нашем подходе к рассмотрению экстремумов. Рассчитаем по $W(t)$ среднее W_0 и стандарт среднего σ_W . Рассмотрим последователь-

ные по возрастанию уровни активности $\{U_i\} = \{W_0 - 2\sigma, W_0 - \sigma, W_0, W_0 + \sigma, W_0 + 2\sigma\}$ – см. рис. 1а. Мы видим, что грандиозные экстремумы СА, известные нам ранее (см., например, [5]), располагаются вблизи крайних выбранных уровней, а менее мощные экстремумы – вблизи уровней $W_0 - \sigma$ (минимумы Дальтона, Гневывшева) и $W_0 + \sigma$. На основании этого «проквантуем» $W(t)$ по уровням $\{U_i\}$ – см. рис.1б. Оказалось, что такое закругление первичного ряда $W(t) \rightarrow DW(t)$ не сильно уменьшает информацию, содержащуюся в нем: коэффициент корреляции DW и W $\rho = 0.96$. Таким образом, мы представили СА в виде совокупности (пяти) состояний. Обозначим их mm (глубокий минимум – типа Маундера), m (умеренный минимум – типа Дальтона), N (средний, нормальный уровень СА), M (умеренный максимум) и MM (грандиозный максимум – типа второй половины 20-го века).

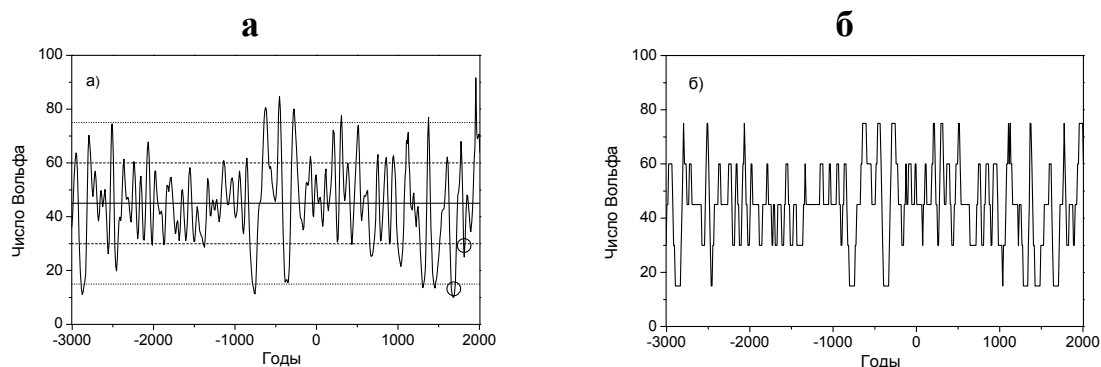


Рис. 1. а) Солнечная активность на 5000-летней шкале, уровни $W_0, W_0 \pm \sigma$ и $W_0 \pm 2\sigma$ (кружками обозначены минимумы Маундера и Дальтона); б) временной ход СА, представленной как совокупность состояний $\{U_i\}$.

Такой подход, прежде всего, позволяет определить статистические характеристики периодов времени пребывания СА в состояниях $\{U_i\}$. Будем считать установившимся состоянием СА, если оно по времени длилось не меньше 20 лет и рассчитаем необходимые характеристики – см. таблицу:

Состояние, U_i	Число периодов за 5 тыс. лет	Полное время пребывания в состоянии за 5 тыс. лет	Средняя продолжительность периода, лет
mm	7	430	61 ± 19
m	27	870	32 ± 16
N	43	1930	43 ± 32
M	30	900	30 ± 11
MM	9	300	33 ± 14

В ее первом столбце приведены различные состояния U_i , во втором – число периодов времени, когда наблюдалось избранное состояние U_i , в

третьем – суммарная продолжительность пребывания СА в состоянии U_i и в четвертом – средняя продолжительность U_i . Оказывается, 9% времени СА находится в состоянии глубоких минимумов, 39% времени соответствуют среднему уровню активности, по 18% – умеренно низкой и умеренно высокой активности и 6% (за 4890 лет это всего 300 лет) – очень высокой СА. На переходные периоды (периоды неустановившейся активности) приходится оставшиеся 10% времени. Большой средней длительностью – 61 ± 19 лет, – выделяются глубокие минимумы; в среднем они в два раза более продолжительны, чем периоды *ММ*. Как представляется, характеристики экстремальных состояний СА, полученные таким образом, небезынтересны в фундаментальном плане.

Еще одно приложение выдвинутого подхода, уже чисто практическое, – прогноз будущих состояний СА. Здесь, поскольку мы представили СА в виде совокупности состояний, естественна символьная статистика. В частности, мы можем на основе 5000-летней истории по прецедентам рассчитать вероятность последующего состояния, если два предыдущих были теми или иными. Текущее состояние СА (см. рис.1) соответствует уровню *М*, предыдущее – *ММ*. Рассчитаем встречаемость (*ММ*, *М*, *X*) для разных *X*. Оказывается, в 100% случаев (их было 10 в истории) цепочку (*ММ*, *М*) продолжало среднее состояние активности – *N*. Так что в ближайшее время не стоит ожидать экстремального уровня СА. А что дальше? Прделаем аналогичную процедуру для 4-буквенных «слов» (*ММ*, *М*, *N*, *X*). Оказывается, с вероятностью 70% $X \equiv m$ (30% выпадают на СА выше среднего). Таким образом, в ближайшие несколько десятков лет нас ожидает средний уровень активности с максимумами 11-летних циклов 90-100 единиц Вольфа, затем наиболее вероятен минимум типа Дальтона.

В этой заметке мы лишь наметили контуры нового подхода к изучению СА на длительных временах. Дальнейшая его разработка покажет, насколько он перспективен.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (06-02-16268, 07-02-00379), СПбНЦ, НШ-6110.2008.2 и программы ПРАН № 16.

Литература

1. *Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Гусева С.А.* // Космические исследования **46**, 291, 2008.
2. *Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. ж. **33**, 385, 2007.
3. *Usoskin I.G., Solanki S.K., Kovaltsov G.A.* // Astron. Astrophys. **471**, 301, 2007.
4. *Volobuev D. M., Nagovitsyn Yu.A., Jungner H., Ogurtsov M.G., Ivanov V.G., Miletsky E.V.* // Proceedings of IAU Symposium No 223, St. Petersburg. p. 565-566, 2004.
5. *Schöve D.J.* Sunspot cycles, Stroudsburg: Hutchinson Ross. Publ., 1983.

ОТКРЫТЫЙ СОЛНЕЧНЫЙ МАГНИТНЫЙ ПОТОК: НОВЫЕ РЕКОНСТРУКЦИИ

Наговицын Ю.А., Иванов В.Г., Милецкий Е.В.
*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, Россия, nag@gao.spb.ru*

OPEN SOLAR MAGNETIC FLUX: NEW RECONSTRUCTIONS

Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V.
Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru

Abstract

Time series of the open solar magnetic flux for the 400-year scale is introduced, that is constructed on the basis of our approach to reconstruction of physical parameters of Space Weather.

Открытый (абсолютный) солнечный магнитный поток (ОМП) – важный параметр, характеризующий гелиосферу. Источниками формирования ОМП являются сильные поля активных областей, главным образом, пятен, и крупномасштабные (фоновые) магнитные поля. К сожалению, систематические прямые наблюдения последних не продолжительны. Поэтому, для определения величины ОМП на столетия назад, как и в случае с полным пятненным магнитным потоком, используются различные реконструкции [1].

Одной из первых появилась реконструкция ОМП, выполненная Локвудом и коллегами [2] на основе данных об *aa*-индексе геомагнитной активности, ряд которого имеется, начиная с 1868 года. Соланки с коллегами [3] реконструировали ОМП, объединив в едином уравнении магнитные потоки пятенных и активных областей (в том числе, и эфемерных). Модель переноса магнитного потока была положена в основу реконструкции ОМП, полученной Вангом и его коллегами [4]. Еще одна реконструкция была выполнена Ивановым и Милецким [5] по данным о гармониках крупномасштабного магнитного поля, полученных в работе [1] из синоптических *H*-альфа карт за 1915-1989 гг.

В этой работе мы представим реконструкцию поведения ОМП на 400-летней шкале, составленную на основе нашего подхода, общего для реконструкций различных физических параметров космической погоды [1]. Вначале, имея в виду источники формирования ОМП, представим его в виде: $F_0 = F_{SP} + F_{LS}$. Первое слагаемое – та часть ОМП, которая связана с пятнами и активными областями, второе – с крупномасштабным полем. Теперь учтем, что, с одной стороны, вариации F_0 приводят к вариациям параметров ММП, в частности, его напряженности B_{IMF} [1], а с другой – они обусловлены соответственно параметрами пятенной и крупномас-

штабной составляющими активности. Поэтому рабочую модель представим в виде

$$F_0 = B_{IMF}(aS + bA^k) + c \quad (*)$$

(здесь S – суммарная площадь пятен, A – диполь-октупольный индекс [1]), определим значения параметров по методу наименьших квадратов с использованием временного интервала 1887-2003 гг. (т.е. для значений A , полученных непосредственно из наблюдений) и оценим статистическую достоверность (*). Получаем коэффициент корреляции между моделью и наблюдательными данными $r = 0.93$ (при $k = 1.5$), т.е. весьма высокий (см. рис. 1).

Далее поступаем, исходя из идеологии DPS-метода разложения по псевдофазовому пространству (т.е. эксплуатируя ту идею, что каждая наблюдаемая несет в себе информацию обо всех параметрах фазового пространства системы) [1]. Полученный результат представлен на рис. 1. Достаточно высокий коэффициент корреляции $r = 0.92$ между DPS-модельными величинами и данными рис. 1 для 1887-2003 гг. (при стандарте $\sigma = 2.3$) говорит о непротиворечивости процедуры.

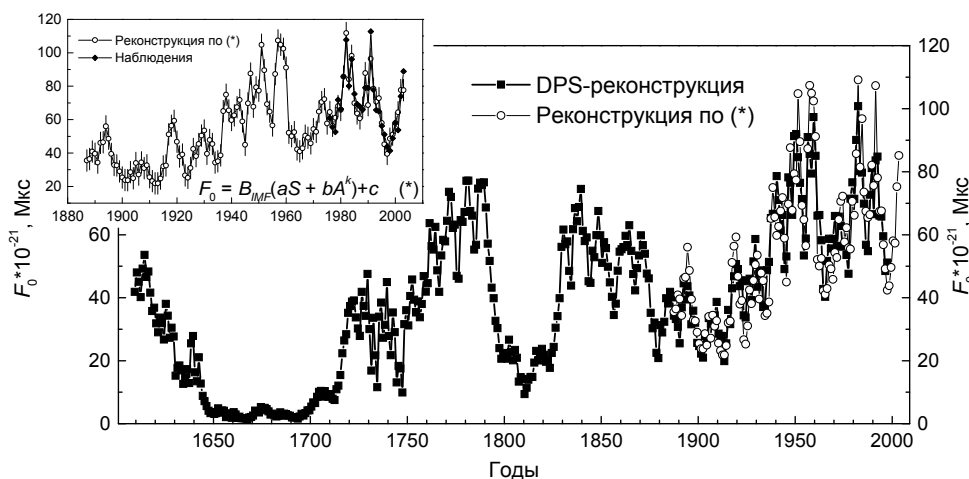


Рис. 1. Открытый магнитный поток Солнца для 400-летней шкалы.

Отметим, что полученная нами длительная реконструкция ОМП достаточно хорошо согласуется с реконструкциями других авторов (различия составляют порядка 10% величины), произведенных с помощью совсем других подходов, и поэтому мы сейчас уже можем говорить о надежных значениях ОМП на 400-летней шкале.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (06-02-16268, 07-02-00379), НШ-6110.2008.2, СПбНЦ и программы ПРАН № 16.

Литература

1. Наговицын Ю.А. // *Астрофизический бюллетень*, № 1, 2008.
2. Lockwood, M., Stamper R., and Wild M.N. // *Nature*, v. 399, 1999.
3. Baltameda L., Krivova N., Solanki S. // *Adv. Space Res.*, v. 40, 2007.
4. Wang Y.-M., Sheeley Jr., N. R., and Lean J. // *Astrophys. J.*, v. 580, 2002.
5. Ivanov V.G., Miletsky E.V. // *Solar Phys.*, v. 224, 2004.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА

Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю.

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН,
Санкт-Петербург, Россия, nag@gao.spb.ru*

LONG-TERM OSCILLATIONS IN ACTIVE REGIONS OF THE SUN: OBSERVATIONAL EVIDENCES

Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.

Central astronomical observatory at Pulkovo, nag@gao.spb.ru

Abstract

New data, based on observations by SOHO MDI, are presented, that confirm our earlier results on existence in solar active regions of a special type of long-term quasi-periodical oscillations.

К настоящему времени в гелиофизике накоплен – без преувеличения можно сказать – очень большой материал о существовании в активных областях Солнца квазипериодических колебаний (КПК) особого типа, называемых нами для отличия от широко известных 3- и 5-минутных – долгопериодическими и сверхдолгопериодическими (см. обзор [1]). Первые из них соответствуют временным шкалам десятки-сотни минут, вторые – десятки-сотни часов. Сверхдолгопериодические колебания, имеющие типичные периоды 4-8 суток, связаны с колебаниями группы пятен как целого. По их характеристикам еще в начале 80-х годов А.А. Соловьевым был получен яркий (в то время «выпадающий» из принятой парадигмы) результат: солнечное пятно – мелкое образование с глубиной всего несколько тысяч километров. Подтверждение этого раннего результата группой Косовичева в 2001 г. на основе данных гелиосейсмологии дает основание полагать, что действительно КПК с относительно длинными периодами – феномен, важный для диагностики структурных особенностей солнечного магнитного поля.

Эта статья посвящена, главным образом, КПК в диапазоне чуть более коротких периодов – от нескольких десятков (40-50) до сотен минут (100-300), которые мы называем, как упомянуто выше, долгопериодическими. Результаты изучения этих колебаний, которые ведутся уже около четверти века с помощью наземных наблюдений в горизонтальном поле скорости, в магнитном поле, в интенсивности микроволнового радиоизлучения, в поле лучевой скорости, описаны нами ранее в [1]. Поскольку ряд исследователей, к сожалению, до сих пор еще сомневается в принадлежности данных КПК именно Солнцу, а не земной атмосфере (хотя многочисленные на-

блюдаемые зависимости параметров колебаний от физических параметров пятен говорят сами за себя), в этой статье мы приведем новые аргументы в пользу реальности этого феномена, рассмотрев данные, полученные из космоса, а именно с помощью инструмента MDI космического аппарата SOHO.

Вначале о наблюдательных данных, которые были любезно предоставлены Е.Е. Беневоленской, и использование которых было столь же любезно разрешено Ф. Жеррером (научный проект SOI). Мы исследовали последовательность магнитограмм полного диска Солнца с временной скважностью 1 мин в течение 47.5 часов: с 16:30:30 UT 10.04.2000 по 15:59:30 UT 12.04.2000. Хотя данные и содержат три лакуны от двух до четырех часов, они – уникальны для нашей задачи.

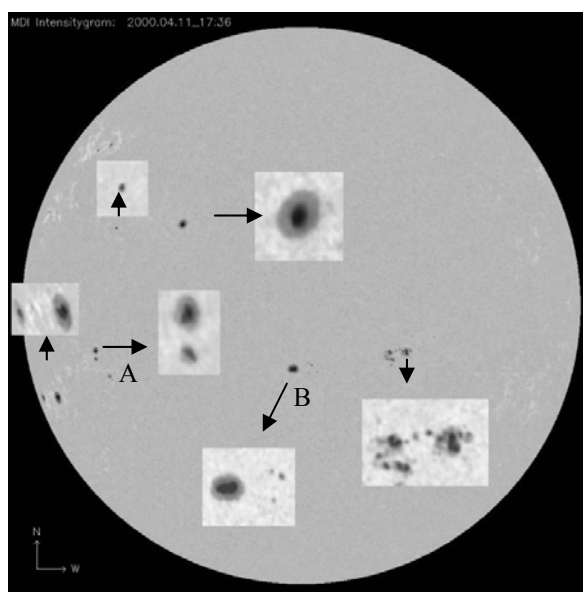
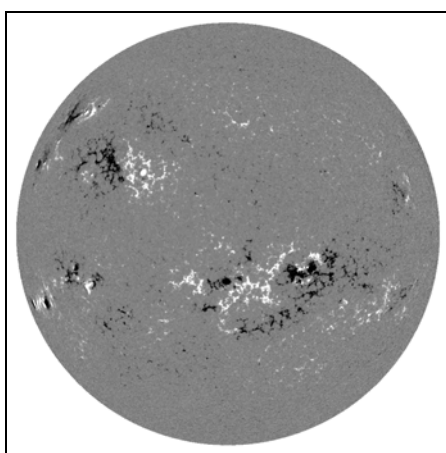


Рис. 1. Магнитограмма MDI SOHO (вверху) и измеренные избранные солнечные пятна (справа).

Большинство предыдущих исследований долгопериодических колебаний были посвящены пятенным КПК. При этом были обнаружены следующие геометрические моды: крутильные (θ -мода); радиальные (r -мода); широтные (ϕ -мода); долготные (λ -мода) [1]. Первый тип проявляет себя как возвратные вращательные движения пятна как целого или отдельных деталей его структуры. Второй тип колебаний – в квазипериодических изменениях площади пятна или радиального расстояния его фрагментов. Кроме того, с этим же типом КПК связаны наблюдаемые изменения центральной напряженности поля пятен и – для надпятенных корональных структур – вариации интенсивности микроволнового радиоизлучения. Третий и четвертый тип проявляются как квазипериодические изменения абсолютных гелиографических координат пятна как целого: его широты и долготы соответственно [1]. Первые два типа колебаний мы называем относительными, а вторые два – абсолютными.

Сразу заметим, что изучение материалов SOHO MDI для всех избранных групп пятен подтвердило присутствие у них долгопериодических ко-

лебаний, причем именно с такими свойствами, что и наблюдались ранее при наземных наблюдениях. Это и явилось главным результатом нашего исследования. Поскольку ограниченный объем заметки не позволяет отобразить полученный материал достаточно полно, приведем всего несколько иллюстраций.

На рис. 2 изображен локальный (нестационарный) вейвлет-спектр изменений центральной напряженности магнитного поля H меньшего из двух пятен, обозначенных на рис. 1 как А, и рядом – такая же картина для КПК интенсивности радиоизлучения для одного из надпятенных источников по данным радиогелиографа Нобейма из нашей статьи [2]. Видно, что характер спектров – близкий и отличается лишь количественно.

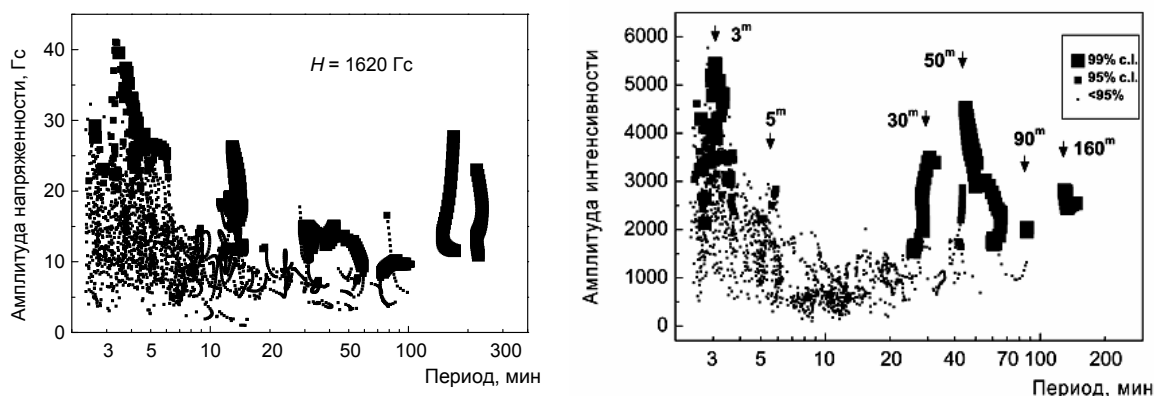


Рис. 2. Динамический локальный вейвлет спектр для H магнитного поля пятна В по данным MDI SOHO (слева) и для интенсивности надпятенного радиоисточника по данным радиогелиографа Нобейма (справа) по [2].

Аналогичные спектры были получены и для других пятен, изображенных на рис. 1. Особо отметим пятно В. Это пятно с выраженной двух-ядерной структурой находилось вблизи центра диска Солнца на протяжении всего времени наблюдения.

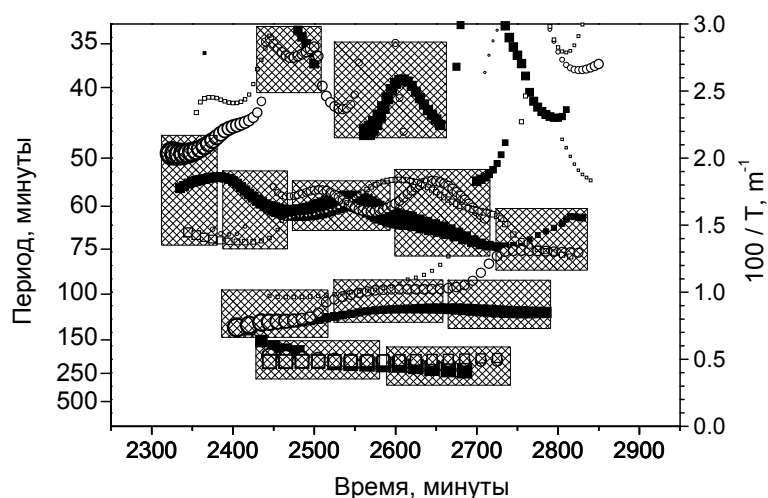


Рис. 3. Различные моды КПК у пятна В: черные квадраты – вариации напряженности магнитного поля, светлые – крутильная мода, светлые кружки – радиальная мода.

Для него мы попытались оценить КПК не только напряженности поля, но и других мод, в частности, крутильной и радиальной, с использованием т.н. оси пятна (т.е. линии, соединяющей центры ядер тени). На рис. 3 при-

ведено изменение со временем периодов трех этих мод для 10-часового фрагмента (остальные фрагменты ведут себя аналогично). Видно, что моды образуют характерные паттерны частотных полос колебаний с типичными временами (35-40), 50-75, 100-150 и 200-250 минут.

Теперь – о зависимости полученных параметров КПК (частот) от физических свойств пятна: в данном случае от напряженности его магнитного поля. Эту зависимость мы выявили по наземным наблюдениям ранее [1].

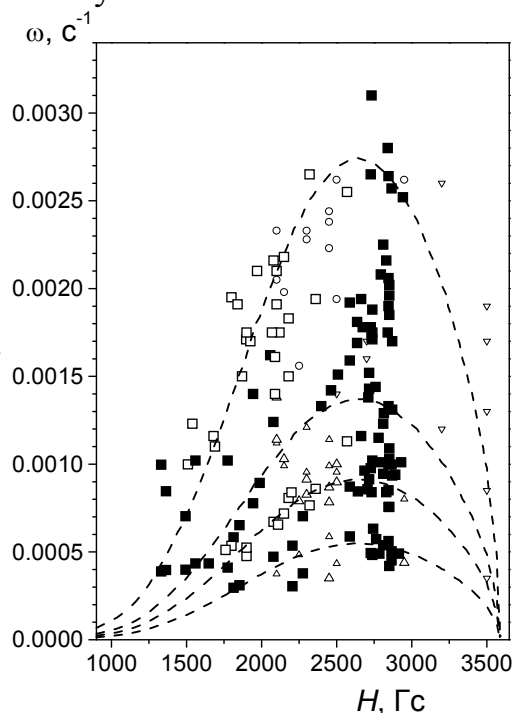


Рис. 4. Зависимость частоты КПК от напряженности магнитного поля пятна для разных мод.

Наземные наблюдения: светлые кружки – относительные (крутильные и радиальные) колебания горизонтальной скорости [1], светлые прямые треугольники – абсолютные (широтные и долготные) колебания горизонтальной скорости [1], светлые обратные треугольники – колебания лучевых скоростей [3], светлые квадраты – КПК напряженности магнитного поля пятен [1].

Наблюдения SOHO MDI: черные квадраты – КПК напряженности магнитного поля (локальные частоты 7 избранных пятен).

Сравним полученное с внеатмосферными наблюдениями – рис. 4.

На этом рисунке (пунктир) мы привели, кроме того, кривую $\omega = \omega(H)$ из работы Соловьева и Киричек [3], посвященной теоретическому описанию долгопериодических колебаний в рамках модели мелкого пятна, а также субгармоники: $\omega/2$, $\omega/3$ и $\omega/5$.

Выводы нашей работы сводятся в основном к двум положениям:

1. Внеатмосферные наблюдения подтвердили реальность наблюдаемых ранее долгопериодических – с периодами десятки-сотни минут – КПК в пятнах, а также то обстоятельство, что такие КПК – типичное явление.
2. Частоты долгопериодических КПК, наблюдаемых с Земли и из космоса, образуют характерную зависимость от физического параметра: напряженности магнитного поля пятен, и уже имеются теоретические построения, позволяющие надеяться на ее описание в рамках модели мелкого пятна.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 06-02-16268, 07-02-00379), гранта НШ-6110.2008.2 и программы ПРАН № 16.

Литература

1. Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. // Труды 10-й Пулковской конференции по физике Солнца, СПб, с.73-104, 2006.
2. Gelfreikh G., Nagovitsyn Yu., Nagovitsyna E. // PASJ, v. 58, p. 29-35, 2006.
3. Соловьев А.А., Киричек Е.А. // Астрофиз.бюлл., т.63, с.180-192, 2008.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ И МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЦА

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*

CORONAL HOLES AND MAGNETIC FIELDS OF THE SUN

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.troitsk.ru*

Abstract

Results of a study of the creation of the open magnetic features responsible for the coronal hole formation are presented. A study has been performed on the base of Yohkoh and EIT/SOHO XUV images of the corona, full-disk magnetograms of MDI/SOHO and KP NSO as well as 1083nm CH maps of KP NSO, taken from internet archive. It has been found that the permanent polar CH of the quiet Sun are the immanent polar features of the global solar magnetic dipole, whereas coronal holes of the active Sun CH are connected with open magnetic configurations which appear between two or more neighbor active regions with the same polarities facing each other.

Солнечная корона – магнитоплазменное образование

Магнитные поля Солнца (МПС) являются главным коронообразующим фактором: они ответственны не только за крупно- и мелкомасштабную пространственную структуру короны, но также и за температурные неоднородности корональной плазмы любых масштабов. Солнечная корона может быть описана как совокупность четырех взаимопроникающих температурных доменов, относительный вклад которых в температурный режим корональной плазмы меняется в течение цикла активности. Эти домены, охватывающие весь интервал температур невьспышечной короны, следующие:

- 1. Активная корона – $T_e \sim 1.5 - 3.0$ МК:** горячие яркие и высокие петли и арки, связанные с сильными замкнутыми магнитными структурами активных областей;
- 2. Пояс стримеров – $T_e \sim 1.5$ МК:** система шлемоподобных корональных арок над нейтральной линией глобального магнитного поля Солнца;
- 3. Фоновая корона – $T_e \sim 1.0 - < 1.5$ МК:** невысокие ($< 0.1 R_{SUN}$) арки малой яркости, связанные с замкнутыми структурами магнитной сетки спокойного Солнца.
- 4. Корональные дыры (КД) –** области как спокойного, так и активного Солнца, где корона либо отсутствует, либо очень слаба. **Особенно интересны тем, что являются источниками высокоскоростного (> 500 км/с) солнечного ветра (СВ).** Ассоциируются с открытыми конфигурациями

(униполярными областями) фотосферных магнитных полей. Представляется важным понять, каким образом формируются области с открытыми магнитными полями в разные эпохи солнечных циклов.

В работе посредством сопоставления магнитограмм полного диска Солнца по данным MDI/SOHO и Kitt Peak (NSO), XUV-изображений короны по наблюдениям Yohkoh и SOHO/EIT и карт корональных дыр обсерватории Kitt Peak изучалась роль магнитных полей в процессе формирования КД.

КД спокойного Солнца (КДСС)

КДСС представлены преимущественно перманентными **полярными КД (ПКД)** – (Рис. 1) – самыми холодными областями короны $0.6 \leq T_e \leq 1.0$ **МК**, наблюдающимися в минимумах активности и их окрестностях [1]. Вместе с фоновой короной ($1.0 \text{ МК} < T_e < 1.5 \text{ МК}$) являются источником стационарных потоков СВ со стабильными скоростями $V_{\text{СВ}} = 700\text{-}800$ **км/с** (данные Ulysses).

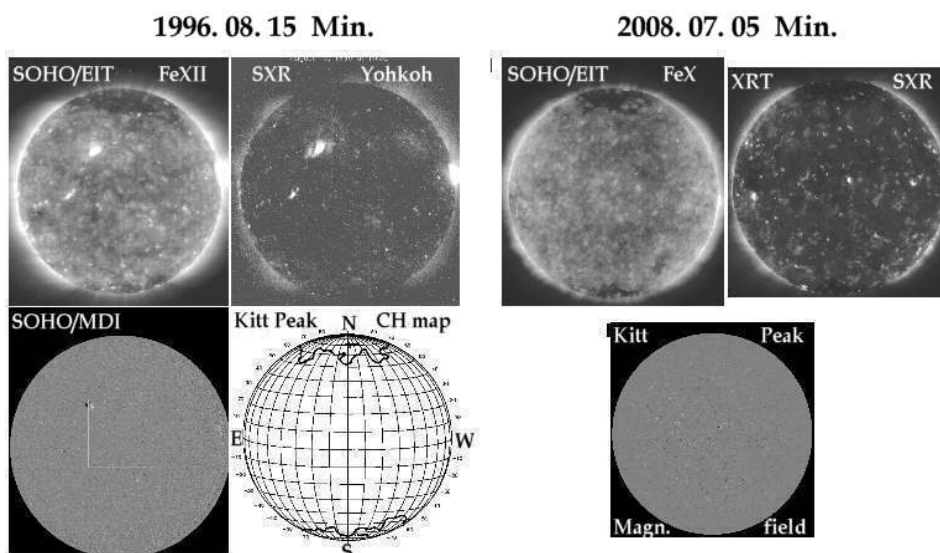


Рис. 1. Перманентные полярные корональные дыры спокойного Солнца в минимумах активности: *слева* – в начале 23-го цикла (1996.08.15) и *справа* - в его конце (2008.07.05) видны на XUV – изображениях короны на диске в линии FeXII (EIT/SOHO), в SXR – диапазоне (Yohkoh) и на карте КД (1996 г.) и на изображениях FeX (EIT/SOHO, 1996 г.) и в мягком рентгене XRT (2008 г.). Обе магнитограммы демонстрируют характерные для минимума магнитные поля смешанной полярности в центре диска и отсутствие каких-либо особенностей в полярных областях в силу специфики наблюдений вблизи лимба.

Поскольку в эпохи минимума активные области либо слабы, либо отсутствуют, на Солнце доминирует слабое глобальное магнитное поле с расходящимися структурами на гелиографических полюсах (вертикальный диполь), с которыми полярные корональные дыры связаны генетически, что, по-видимому, объясняет их стабильность и долговечность. Вращение магнитного диполя с развитием цикла активности от минимума к максимуму, перемещение его полюсов на гелиографический экватор должно бы-

ло бы сопровождаться миграцией полярных КД в область низких гелиоширот. Процесс миграции ПКД на гелиоэкватор отследить не удастся из-за активных областей, однако, пары долгоживущих рекуррентных антиподальных КД противоположных полярностей наблюдаются на средних и низких гелиоширотах вблизи максимума активности в окрестностях центров магнитных секторов, где как раз в максимуме активности располагаются полюса диполя.

Корональные дыры активного Солнца

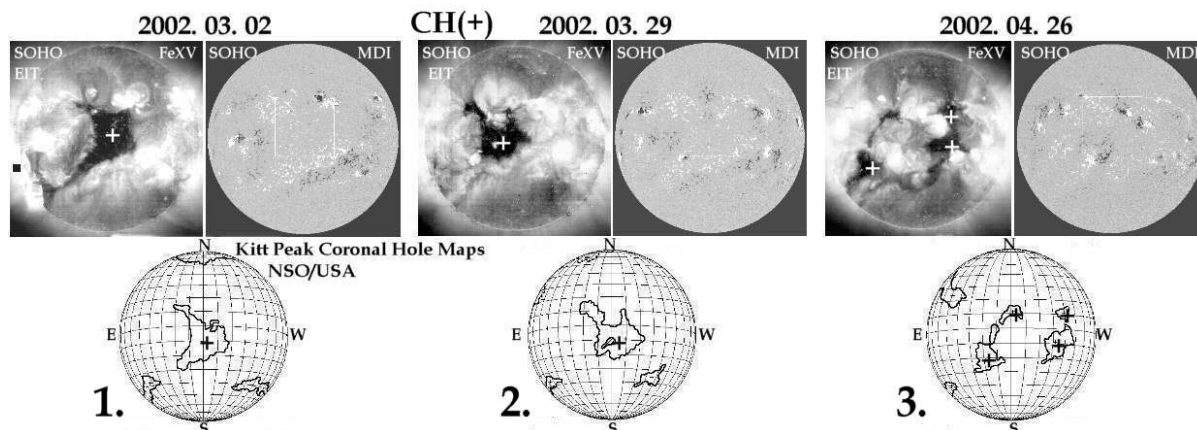


Рис. 2. Рекуррентная КД знака (+) в трех последовательных кэр. оборотах – 1987-1989.

КД активного Солнца - темные области короны с открытыми магнитными конфигурациями и $T_e \sim 1.0 - 1.5$ МК, окруженные яркими корональными структурами активных областей (Рис.2); являются источниками быстрого СВ со скоростями 500÷800 км/с. С развитием активности КД с полями противоположного знака мигрируют по антиподальным долготам в направлении экватора и часто образуют рекуррентные долгоживущие пары, что может рассматриваться как свидетельство их связи с магнитными полюсами Солнца, совершающими аналогичное перемещение [2, 3]. В то же время Рис. 2 демонстрирует убедительные свидетельства связи КД эпохи высокой активности с активными областями: униполярные магнитные области знака (+), ответственные за КД в центре диска (панели 1, 2), сформировались на стыке периферийных частей 3-х АО, обращенных друг к другу одноименными полярностями. На третьем обороте (панель 3) всплывший комплекс из 3-х новых АО закрыл центр КД, оставив только 5 ее пограничных фрагментов. При этом центр КД остался на прежнем месте.

На Рис. 3 представлены 2 примера формирования из периферийных частей знака (-) нескольких АО униполярных магнитных конфигураций, обусловивших возникновение корональных дыр весьма сложных очертаний вблизи максимума активности до и после переполюсовки. Участие магнитных полей активных областей в образовании корональных дыр в эпоху активного Солнца не вызывает сомнений, также как и непредсказуе-

мость этого процесса. В ходе цикла трансэкваториальная КД (–) 2002.07.04 превратилась в типичную полярную корональную дыру спокойного Солнца.

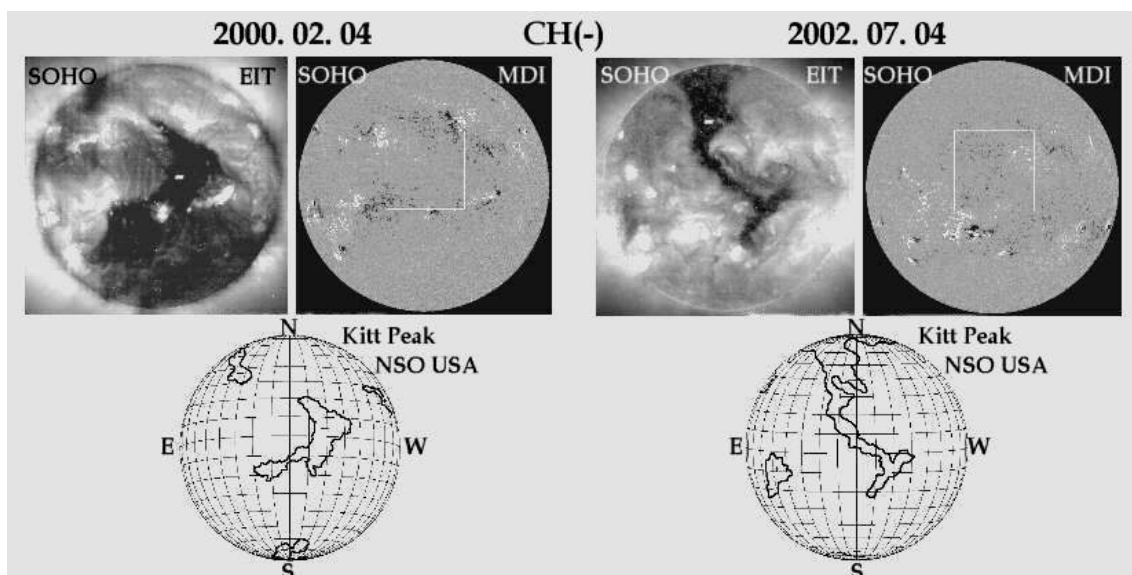


Рис. 3. Две корональные дыры: 2000.02.04 до – и рекуррентная 2002.07.04 – после реполюсовки; униполярные магнитные области отрицательной полярности сформированы несколькими АО на границе КД.

Заключение

Из проведенного выше рассмотрения следует, что полярные корональные дыры эпохи спокойного Солнца и периода высокой активности имеют различную природу: первые связаны с магнитным диполем, вторые – с магнитными полями активных областей. Однако, возможную связь КД эпохи высокой активности с вращающимся диполем, обсуждавшуюся в [2, 3], нет оснований отрицать. Не исключено влияние обоих факторов: за рекуррентность, продолжительность жизни, привязанность к месту и миграции КД к полюсам в постмаксимальную эпоху ответственен диполь, в то время как очертания КД, их изменчивость, в том числе внезапные исчезновения, связаны с активными областями.

Работа поддержана грантом РФФИ № 08-02-00070

Литература

1. *Никольская К.И.* О природе корональных дыр на Солнце. // В Трудах VII Пулковской Международной конференции по физике Солнца «Климатические и экологические аспекты солнечной активности». Пулково, СПб, с.333, 2003.
2. К вопросу о реполюсовке полярных магнитных полей Солнца в ходе цикла активности. // В Трудах Всероссийской конференции «Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности», Троицк, Моск. обл., с.255, 2005.
3. *Nikolskaya, K.I.* Coronal holes as tracers of the migrations of the solar magnetic poles during the activity cycles. // in Proc. of the 6th Intern. Conference THE PROBLEMS of GEOSMOS, St. Petersburg, Russia, p.147-150, 2006.

КОНТРАСТ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И СКОРОСТЬ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Обридко В.Н.¹, Шельтинг Б.Д.¹, Аскеров А.Б.²

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН),*

²*Шемахинская Астрофизическая Обсерватория (ШАО) НАН (Азербайджан).*

CONTRAST OF THE CORONAL HOLES AND THE SOLAR WIND VELOCITY

Obridko V.N.¹, Shelting B.D.¹, Asgarov A.B.²

¹*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Russian Academy of Sciences*

²*Shamakhy Astrophysical Observatory (ShAO), Azerbaijan National Academy of Sciences,
Azerbaijan*

Abstract

It is shown that contrast of the coronal holes, in the same way as the size, determine the velocity of solar wind streams. The comparison with some other parameters (e.g. density, temperature, magnetic field) was implemented. The correlations are rather high especially during the periods of moderate activity and could be used for every day forecast.

Постановка задачи

Вскоре после открытия корональных дыр на Солнце стала ясна их связь с высокоскоростными потоками солнечного ветра. Nolte et al. [1] установили прямую зависимость между площадью корональной дыры и скоростью истекающего от нее солнечного ветра. Есть также физические основания полагать, что яркость (контраст) КД должна коррелировать с некоторыми характеристиками связанного с ними высокоскоростного потока, в первую очередь со скоростью. Это предположение было высказано около 10 лет назад в работе Обридко [2], Обридко и др. [3] и с тех пор не проверялось. Другая связь, а именно корреляция скорости с площадью КД, проверялась неоднократно [4-7]. В частности, Роббинс и др. показали, что связь скорости солнечного ветра с площадью КД ухудшается в периоды высокой солнечной активности. Этого и можно было ожидать, поскольку корональные выбросы массы, не связанные прямо с корональными дырами, дают резкие всплески скорости, которые нарушают корреляцию с площадью КД. Кроме того, в периоды высокой солнечной активности увеличивается роль замкнутых силовых линий, которые дают особо медленные потоки. Врснак и др. изучали связь скорости солнечного ветра с площадью КД в относительно спокойный период с января по май 2005 года и получили довольно высокий коэффициент корреляции 0.62 при транспортном времени 4 дня.

Однако, поскольку яркость (контраст) КД определяется расходимостью силовых линий и эта же расходимость определяет скорость ВСП, физически ожидаема связь контраста КД со скоростью ВСП и она должна быть разумным параметром для прогнозирования геофизических проявлений.

Трудности в решении задачи

Трудности в работе связаны с тем, что многие характеристики и даже термины плохо определены. В частности, не ясно где находится граница КД, в каких длинах волн ее следует изучать, как ее отличать от явлений типа волокна, как определить контраст, что такое невозмущенная область, как учесть возможную деградацию приемников. Неясно, надо ли отдельно изучать полярные и экваториальные дыры. Внутренняя структура дыры чрезвычайно неоднородна, поэтому неясно, следует ли искать минимальную яркость, среднюю яркость или полный интеграл дефицита яркости (по образной терминологии, «максимальную глубину оврага», «среднюю глубину оврага» или «объем оврага»). При сопоставлении с характеристиками солнечного ветра возникают дополнительные трудности отождествления эффекта КД и исключения других процессов, в первую очередь корональных выбросов массы.

Принятые решения

Определение контраста вполне соответствует методике, общепринятой при фотометрии спектральных линий или контраста солнечных пятен. Для вычисления мы должны иметь измерение фона или вуали (в данном случае за пределами диска), измерение яркости собственно в КД и изменение невозмущенной области (эквивалентно непрерывному спектру в спектральной фотометрии).

Предварительный просмотр данных показал, что оптимальной для задачи является линия 284 А. Использовались данные наблюдений SOHO в fits-формате 1024x1024 из сайта http://sohowww.nascom.nasa.gov/cgi-bin/summary_query_form. Список корональных дыр был взят из сайта Coronal hole history (since late October 2002). Сопоставление проводилось со среднесуточными значениями скорости V , магнитного поля B , плотности n и температуры T при значениях транспортного времени (Δt) 0, 1, 2, 3, 4 дня из сайта <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>.

Определение контраста вполне соответствует методике, общепринятой при фотометрии спектральных линий или контраста солнечных пятен. Для вычисления мы должны иметь измерение фона или вуали. Просмотр данных за 2005 год показал, что значение фона практически не изменяется в течение года и определяется с погрешностью меньше 0,2%. При этом понятие яркости невозмущенной области является крайне неопределенным и использовать его трудно.

В качестве условной границы КД или (что в данном случае одно и то же) уровня невозмущенной области в непосредственных окрестностях КД

было принято значение 1.03 от фона. Предварительные подсчеты показали, что это не влияет сильно на результаты. Все расчеты проводились как для всего диска, так и для сферического сектора +/- 1 день от центрального меридиана (т.е. +/- 13.3 гелиографических градусов). В настоящей работе мы не вводили поправку за проекцию, и все площади вычислялись как число пикселей. Расчеты проводились по комбинированной программе IDL-Fortran. Сначала с помощью IDL программы fits-файл превращался в цифровой ASC- файл и затем с помощью FORTRAN программы вычислялись следующие индексы:

n/n номер по порядку

DOY день года

FON минимальная яркость на снимке, обычно равна 830+/-1

s сумма яркостей пикселей по всему диску

d полное число пикселей на диске

ss средняя яркость пиксела на диске ($ss=s/d$)

sm сумма яркостей пикселей внутри сферического сектора +/- 1 день от центрального меридиана $abs(x-x_0)=0.228*\sqrt{R_0*R_0-(y-y_0)*(y-y_0)}$

dd число пикселей внутри сферического сектора +/- 1 день от центрального меридиана $abs(x-x_0)=0.228*\sqrt{R_0*R_0-(y-y_0)*(y-y_0)}$

sms средняя яркость пиксела внутри сферического сектора +/- 1 день от центрального меридиана $abs(x-x_0)=0.228*\sqrt{R_0*R_0-(y-y_0)*(y-y_0)}$ ($sms=sm/dd$)

sk сумма яркостей пикселей внутри сферического сектора +/- 1 день от центрального меридиана, которые кроме того удовлетворяют условию «яркость ниже $fi*fon$ ». В качестве величины **fi**, определяющей собой яркостную границу КД после количественной инспекции 25 дыр было выбрано значение **fi=1.03**. Это дает границу ~856

dkd число пикселей внутри сферического сектора +/- 1 день от центрального меридиана $abs(x-x_0)=0.228*\sqrt{R_0*R_0-(y-y_0)*(y-y_0)}$, которые кроме того удовлетворяют условию «яркость ниже $fi*fon$ »

skd средняя яркость пиксела внутри сферического сектора +/- 1 день от центрального меридиана, которые кроме того удовлетворяют условию «яркость ниже $fi*fon$ »

def дефицит яркости $ss-skd$

ovr1 объем оврага при условии, что невозмущенный уровень равен средней по диску яркости $(ss-skd)*dkd$

ou минимальная яркость среди точек отнесенных к КД

$A=dkd/dd$ относительная площадь КД внутри центрального сектора.

ovr2=($sms-skd$)***dkd** объем оврага при условии, что невозмущенный уровень равен средней внутри центрального сектора яркости

ovr3=($fi*fon-skd$)***dkd** объем оврага при условии, что невозмущенный уровень равен $fi*fon$

deepm= $fi*fon-skd$ средняя глубина оврага при условии, что невозмущенный уровень равен $fi*fon$

deepmax-fi*fon-ou максимальная глубина оврага при условии, что невозмущенный уровень равен **fi*fon**.

Величины R0, X0, Y0, определяющие собой радиус и координаты центра Солнца в пикселах, в этот день взяты из HEADER к файлу; фиксировались также размер пиксела в секундах и экспозиция с учетом времени действия затвора. Однако ввиду малости изменений двух последних величин (<0.5%) поправки за эти две величины не вводились.

Оказалось, что наиболее перспективными являются A, ovr3, deepm и deepmax (т.е. площадь, объем, средняя глубина и максимальная глубина «оврага»).

Результаты сопоставления характеристик солнечного ветра с яркостью корональных дыр

Ниже в таблице 1 дается коэффициент корреляции характеристик солнечного ветра с яркостью корональных дыр. При этом было выбрано 139 корональных дыр за период 2002-2006 гг., то есть все дыры, в которых возрастание скорости солнечного ветра вблизи Земли не было связано со СМЕ. В таблицах значения корреляции выше 0.5 указаны жирным шрифтом, ячейки со значениями больше 0.6 заштрихованы.

Таблица 1.

	$\Delta t = 0$				$\Delta t = 1$			
	B	V	n	T	B	V	n	T
A	0.00	0.03	0.09	0.10	0.20	0.07	0.21	0.15
ovr2	0.17	0.25	0.00	0.29	0.24	0.26	0.00	0.25
ovr3	0.03	0.06	0.00	0.00	0.21	0.20	0.07	0.23
deepm	0.22	0.24	0.05	0.24	0.37	0.33	0.03	0.33
deepmax	0.25	0.22	0.05	0.24	0.35	0.35	0.21	0.36
	$\Delta t = 2$				$\Delta t = 3$			
	B	V	n	T	B	V	n	T
A	0.28	0.35	0.05	0.40	0.00	0.48	0.20	0.37
ovr2	0.16	0.33	0.05	0.33	0.21	0.30	0.14	0.22
ovr3	0.22	0.41	0.05	0.42	0.00	0.49	0.22	0.35
deepm	0.36	0.49	0.06	0.50	0.24	0.62	0.29	0.51
deepmax	0.24	0.44	0.10	0.40	0.25	0.47	0.23	0.39
	$\Delta t = 4$							
	B	V	n	T				
A	0.25	0.48	0.33	0.22				
ovr2	0.12	0.26	0.17	0.13				
ovr3	0.18	0.47	0.29	0.22				
deepm	0.00	0.63	0.30	0.37				
deepmax	0.05	0.51	0.28	0.36				

Выводы при сравнении этих пяти индексов для КД с 4 характеристиками солнечного ветра состоят в следующем.

1. Наилучшим при расчете скорости является *deepm*, то есть средняя яркость, при сдвиге 4 дня. Впрочем, остальные 3 (относительная площадь, «глубина оврага» и минимальная яркость) тоже не плохи.

2. Эти параметры не так хороши для расчетов поля и плотности.

3. В целом неплохая положительная корреляции *deepm*, то есть средней яркости, с температурой наблюдается при сдвиге 2-3 дня.

4. Корреляция яркости КД с межпланетным магнитным полем невысока. По-видимому, более перспективными являются традиционные методы с использованием данных магнитографов и расчетом поля на поверхности источника.

Расчет характеристик солнечного ветра по яркости КД при ежедневном прогнозе

В таблице 2 даны коэффициенты корреляции рассчитанных индексов с B , V , n , T и A_p при разных значениях транспортного времени при ежедневном прогнозе. Используются только дни 20-125 в 2005 году без 70-90, где нет данных по 284 А.

Таблица 2.

	$\Delta t = 0$					$\Delta t = 1$				
	B	V	n	T	A_p	B	V	n	T	A_p
A	.05	.32	.25	.25	.26	.13	.14	.33	0	.21
ovr2	.35	.37	.20	.36	.42	.05	.35	.53	.18	.14
ovr3	.17	.37	.30	.31	.28	.17	.20	.42	0	.05
deepm	.21	.57	.29	.46	.45	.19	.44	.61	.19	.14
deepmax	.22	.48	.19	.39	.46	.15	.37	.47	.16	.22
	$\Delta t = 2$					$\Delta t = 3$				
	B	V	n	T	A_p	B	V	n	T	A_p
A	.29	.16	.27	.30	.28	.25	.49	.07	.46	.31
ovr2	.48	.04	.27	.22	.16	.31	.18	.04	.35	.17
ovr3	.37	.04	.33	.31	.33	.32	.52	.07	.53	.39
deepm	.59	.05	.51	.22	0.0	.53	.47	.14	.63	.54
deepmax	.47	.0	.41	.17	0.0	.46	.44	.11	.54	.40
	$\Delta t = 4$									
	B	V	n	T	A_p					
A	.04	.67	.19	.51	.32					
ovr2	.14	.26	.13	.24	.13					
ovr3	.05	.71	.24	.52	.33					
deepm	.32	.74	.21	.55	.37					
deepmax	.24	.66	.21	.54	.31					

Параметр *deert* является несомненно лучшим. Наивысший коэффициент корреляции достигается с V на 4 день, с B на 2 день, с n на 1 день, с T на 3 день.

Корреляция с AP невысока, и это связано с тем, что для ее расчета необходимо учитывать характеристики магнитного поля.

Таким образом, концепция учета яркости КД в целом подтверждена. Показана возможность использования таких индексов для ежедневного прогнозирования.

Работа поддержана грантом РФФИ 08-02-00070.

Литература

1. Nolte J.T., Krieger A.S., Timothy A.F., Gold R.E., Roelof E.C., Vaiana G., Lazarus A.J., Sullivan J.D., McIntosh P.S. // *Solar Phys.*, 1976, v. 46, p. 303.
2. Obridko V.N. // In "Advances in Solar Connection with Interplanetary Phenomena", Proceedings of the third SOLTIP Symposium, Beijing, China, October 14-18, 1996, Beijing, 1998, 41.
3. Obridko V.N., Fomichev V.V., Kharshiladze A.F., Zhitnik I.A., Slemzin V., Wu S.T., Ding J. and Hathaway D. // *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 2000, v.18, N.6, p. 819.
4. Веселовский И.С., Персианцев И.Г., Доленко С.А., Шугай Ю.С., Яковчук О.С. // Труды IX-ой Пулковской конференции "Солнечная активность как фактор космической погоды". ГАО РАН. Пулково. Июнь 2005. С.35.
5. Robbins S., Henney C.J., Harvey J.W. // *Solar Phys.*, 2006, v.233, p.265.
6. Vrsnak B., Temmer M., Veronig A.M. // *Solar Phys.*, 2007a, v.240, p.315.
7. Vrsnak B., Temmer M., Veronig A.M. // *Solar Phys.*, 2007b, v.240, p.331.

REACTION OF NONLINEAR SYSTEM TO THE WEAK EXTERNAL FORCING AS A PROBLEM IN SOLAR-CLIMATIC RESEARCH

Ogurtsov M.G.^{1,2}, Raspopov O.M.^{3,4}, Oinonen M.⁵, Jungner H.⁵

¹*Ioffe Physico-Technical Institute of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Laboratory of Cosmic Ray Physics, Russia*

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

³*SPbF IZMIRAN, St. Petersburg, Russia*

⁴*Polar Geophysical Institute, Murmansk, Russia*

⁵*The University of Helsinki, Dating Laboratory, Helsinki, Finland*

Abstract

Reaction of nonlinear quasiperiodic oscillator to external chaotic forcing was analyzed. It was shown that response of non-linear system to very minor external disturbance can be considerable and complicated. That means that if terrestrial climatic system is complex and non-linear the weak solar and cosmophysical forcing might result in substantial variation of climate, which time behavior, however, could be rather different from that of initial solar-cosmic cause.

1. Results

It has been supposed, that solar activity and galactic cosmic ray (GCR) flux could influence terrestrial climate. The main difficulty in construction of theory of GCR-climate link is connected with weak power of cosmic ray flux and high stability of the solar luminosity. Therefore, solar-climate and GCR-climate relationship must be very non-linear and needs strong amplification mechanism. Let us show one of the possible ways of such amplification by means of testing the nonlinear oscillator. The oscillator which is the simplified version of the system used in [1] for modeling variations of cyclic sunspot number:

$$\begin{aligned} X_0(i) &= \alpha_1 \cdot X_0(i-1) + \alpha_2 \cdot X_0(i-2) + noise(i), \\ Z_0(i) &= X_0(i)^2. \end{aligned} \quad (1)$$

This system is a model of AR(2) process. In (1) we suppose $\alpha_1=1.90, \alpha_2=-0.98, X(1)=X(2)=0.0, noise(i)$ – white noise with a zero mean and variance 0.2. Let force this system with a weak chaotic perturbation. The well known logistic function is taken as forcing factor. System (1) then has the form:

$$\begin{aligned} L(i) &= r_0 \cdot L(i-1) \cdot (1-L(i-1)), \\ X_1(i) &= \alpha_1 \cdot X_1(i-1) + \alpha_2 \cdot X_1(i-2) + noise(i) + \gamma \cdot L(i), \\ Z_1(i) &= X_1(i)^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Logistic function calculated for $r_0=3.998$ and multiplied by coefficient γ equal to 0.15 is shown in Figure 1B, and its spectrum in Figure 3E. As one can see from Figure 3E the function $\gamma \cdot L(i)$ is similar to white noise. The variance σ^2 of the consequence $\gamma \cdot L(i)$ is 0.028, i.e. the strength of the external perturbation is two

order less than the strength of the initial signal. $Z_1(i)$ takes a shape shown in Figure 1C. It is seen from Figure 1C, F that weak chaotic force change properties of non-linear oscillator substantially since: (a) period of quasi cycle has doubled, (b) its amplitude increased many times ($\sigma^2 = 17.9$).

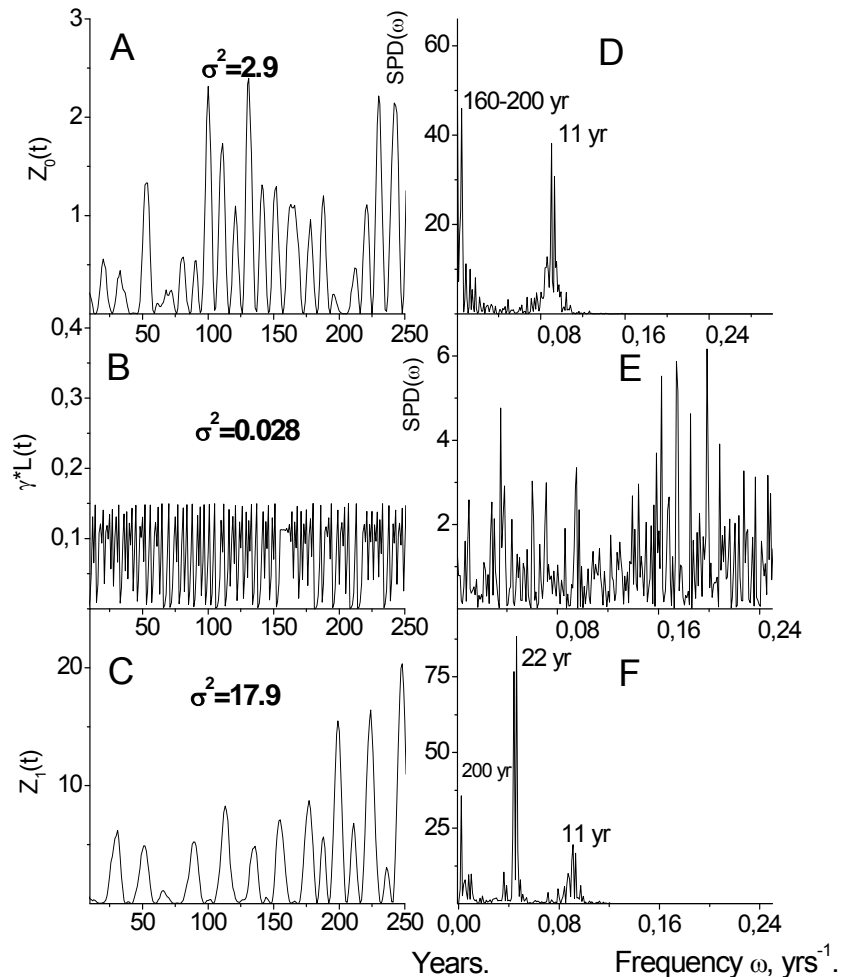


Figure 1. **A** - Time behavior of unperturbed non-linear oscillator; **B** – sinusoid (Amp = 0.05, T= 22 yr) used as external perturbing factor; **C** – Time behavior of non-linear oscillator forced by the sinusoid. **D, E, F** – Fourier spectra of **A, B, C**.

2. Conclusion

It was shown that response of non-linear system to a minor external disturbance might be rather considerable and complicated. That means that if terrestrial climatic system is complex and non-linear the weak solar and cosmophysical forcing might result in substantial variation of climate, which time behavior, however, could be different from that of initial solar-cosmic source. Thus usual statistical methods of search for solar-climate link might be unproductive.

References

1. Barnes J.A., Sargent H.H., Tryon P.V. 1980. Sunspot cycle simulation using random noise. In: ed. by Eddy R.O., Merrill R.B. Proc. Conf. Ancient Sun. Geocim. and Cosmo-chim. Acta. Suppl. 13. P. 159-163.

НЕЛИНЕЙНЫЙ АНАЛИЗ ПРИЧИННО-СЛЕДСТВЕННОЙ СВЯЗИ МЕЖДУ ВРЕМЕННЫМИ РЯДАМИ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ МЕТОДАМИ СИМВОЛИЧЕСКОЙ ДИНАМИКИ

Опошнян О.Л.¹, Понявин Д.И.¹, Макаренко Н.Г.²

¹*Институт Физики СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия*

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

NONLINEAR ANALYSIS OF CAUSAL RELATIONSHIPS BETWEEN SOLAR AND GEOMAGNETIC TIME-SERIES BY MEANS OF SYMBOLIC DYNAMICS

Oposhnyan O.L.¹, Ponyavin D.I.¹, Makarenko N.G.²

¹*Institute of Physics, St. Petersburg State University St. Petersburg, Russia*

²*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAN, St. Petersburg Russia*

Abstract

Causal relationships between geomagnetic indices aa and sunspot numbers were analyzed over a period 1868-2006. We studied nonlinear dynamics of time series by transforming them into symbolic words, according ordering relationships between records. The technique was tested first using logistic maps. It was shown that the method can be applied to detect regularities in a raw data and reveal intercorrelations of time series. Correlations between solar and geomagnetic dynamics are low and relatively best with delay of 3-4 years.

Введение

В статье обсуждается метод диагностики нелинейной связи между двумя динамическими системами. Обычно обнаружение и оценка силы взаимосвязи между двумя динамическими системами по наблюдаемым синхронным временным рядам представляет собой сложную и неоднозначную задачу [1]. Линейные методы, ориентированные на выявление линейных зависимостей, могут в таком случае привести к ложным результатам, из-за влияния шумов неизвестной природы. Кроме того, линейная связь может просто отсутствовать. Поэтому в этой работе тестируется один из нелинейных методов, основанный на подходе символической динамики [2,4]. Основная идея метода заключается в преобразовании ряда в символический текст, каждое слово которого представляет собой определенный код [2,3]. В основу кодирования было положено отношение строгого порядка между отсчетами рядов [3]. Главное преимущество метода состоит в том, что он допускает наличие ошибок в данных, не нарушающих порядок отсчетов в ряде, а также допускает использование коротких рядов. Далее, будет показано, что метод весьма чувствителен к изменению силы связи между системами.

Символический метод

Пусть $X_n \equiv \{x_i\}_{i=1}^n$ – скалярный временной ряд, состоящий из n отсчетов, и $p = \{X_1 X_2 \dots X_m\}$ – последовательность из m отсчетов ряда X_n . В качестве примера предположим, что первые четыре отсчета равны:

$$P_1 = \{X_1 X_2 X_3 X_4\} = (90, 60, 120, 30)$$

Мы будем кодировать эту последовательность алфавитом из 4-х цифр, основываясь на отношении строгого порядка между отсчетами ($>$, $<$)

$$P_1 = (90, 60, 120, 30), \quad 30 < 60 < 90 < 120$$

Соответствующий порядок «букв» алфавита даст нам «слово» $S_1 = (2, 1, 3, 0)$. Таким образом, мы преобразовали последовательность из четырех отсчетов в символический код или слово. Следующее слово получается путем сдвига на один отсчет вдоль ряда, так что $P_2 = \{X_2 X_3 X_4 X_5\}$ и т.д.

В нашем случае 4-х буквенного алфавита существует множество из $4! = 24$ возможных слов.

Структуры полученных «текстов» наследуют грубые (в смысле топологии) свойства динамической системы, которая продуцирует ряд [2]. Взаимодействие 2-х динамических систем по временным рядам можно попытаться отследить, анализируя частоту встречаемости различных «слов» в текстах, полученных для 2-х временных рядов. Поскольку отношение порядка не зависит от масштабов отсчетов, ряды не нуждаются в предварительной нормировке.

Тестовая модель

В качестве тестовой модели использовались два ряда, которые продуцировались системой из двух дискретных преобразований, заданных логистическими уравнениями [1]:

$$\begin{cases} x(n+1) = \lambda_1 x(n)(1-x(n)) \\ y(n+1) = \lambda_2 y(n)(1-y(n)) + \varepsilon(y^2(n) - x^2(n)) \end{cases} \quad (1)$$

с параметрами $\lambda_1 = 2,5$; $\lambda_2 = 3,2$; $x(0) = y(0) = 0,1$. Сила взаимодействия управлялась параметром ε , число итераций $N = 1000$, длина слова $m = 4$.

Сравнивалась частота встречаемости полученных «слов» для каждого из рядов посредством по-бинового вычитания двух гистограмм. Предполагалось, что гистограммы этих рядов будут незначительно отличаться друг от друга в случае взаимодействия этих систем.

И, напротив, различие будет существенным, если системы независимы. Степень различия частотных гистограмм может служить оценкой степени связи между рядами. Заметим, что некоторые из возможных слов не

встречаются в ряде, т.е. говоря в терминах символической динамики, являются “запрещенными”.

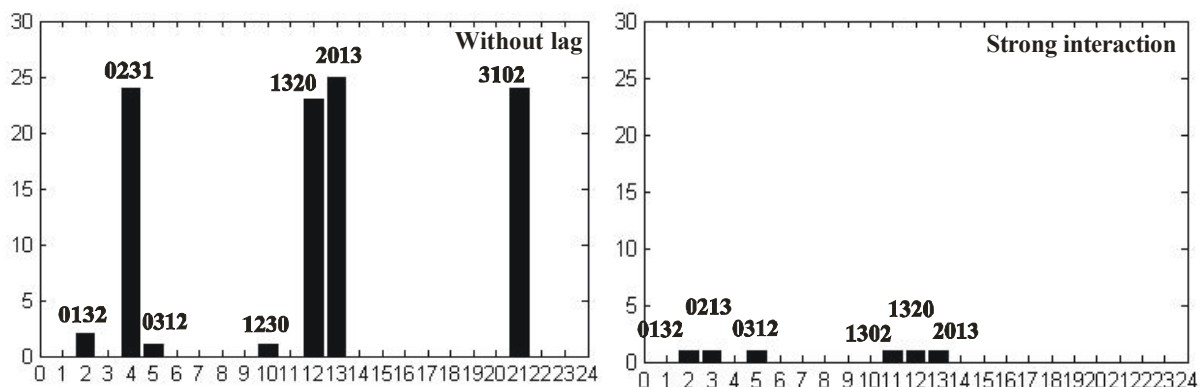


Рис. 1. Гистограммы встречаемости всех возможных слов в ряде для системы (1) при параметре $\varepsilon = 0$ (ряды не связаны) и $\varepsilon = 1.1$ (сильное взаимодействие).

Сумма разностей по бинам гистограммы Δ для разных значений для $\varepsilon = 0$ принимает значение равное 100; при $\varepsilon = 0.6$, $\Delta = 43$; при $\varepsilon = 0.8$, $\Delta = 16$; при $\varepsilon = 1.1$, $\Delta = 6$.

Из приведенных результатов можно видеть, что значение суммы по бинам для разностных гистограмм тем меньше, чем сильнее взаимодействие. Если в случае, когда системы не связаны $\Delta = 100$, то при значительном усилении взаимодействия, при $\varepsilon = 1.1$, сумма по бинам уменьшается более чем в 10 раз и становится равной 6. Проведенное тестирование показывает, что данный метод подходит для проверки связи между системами и является чувствительным к величине этой связи.

Применение к реальным данным

Для данной работы были взяты ряды среднегодовых значений индекса геомагнитной активности aa^1 и чисел Вольфа² за период 1868-2006 гг. Известно, что геомагнитный цикл не полностью синхронизован с 11-летним циклом солнечной активности. Геомагнитная активность в среднем запаздывает относительно цикла пятен. В то же время рекуррентная геомагнитная активность на спаде цикла коррелирует с величиной последующего солнечного цикла [5], что может быть использовано для прогноза солнечной активности [6]. Таким образом, динамика геомагнитной активности контролируется текущим циклом и, по-видимому, коррелирует с последующим циклом. Принимая во внимание эти обстоятельства, было решено сравнить эти два ряда. Для этого сначала было сделано сравнение для случая, когда ряды не сдвинуты. Далее – для случаев сдвигов ряда чисел Вольфа относительно ряда aa -индекса на 1, 2, 3, 4, 5 и 12 лет назад. В случае со сдвигом на 3 и 4 года сумма по бинам в разностной гистограмме по-

¹ <http://www.wdcb.rssi.ru/stp/data/geomagni.ind/aa/aa/>

² <http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/ftpsunspotnumber.html>

лучилась минимальной. Любопытно, что этот результат оказался близок значениям, полученным для случаев сдвига на 2 и 5 лет. А при сдвиге на 12 лет результат совпадает со случаем, когда ряд чисел Вольфа сдвинут на 1 год назад.

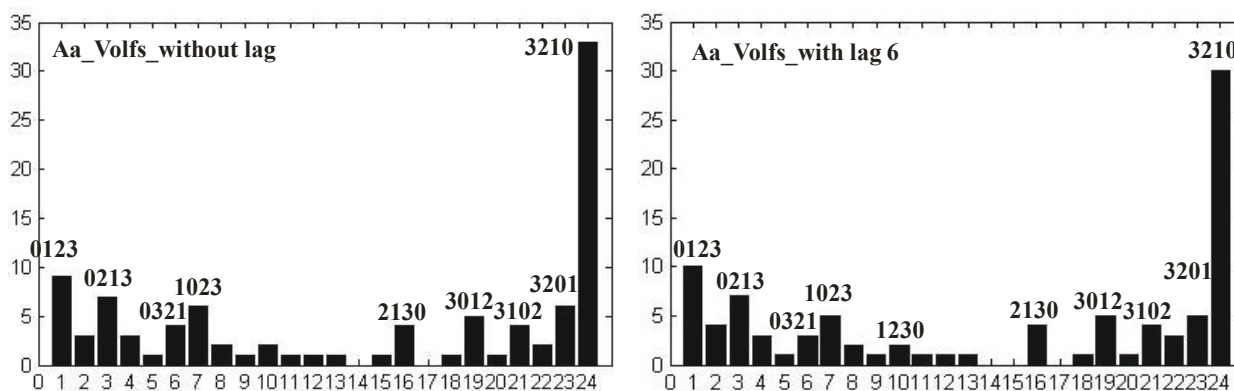


Рис. 2. Разность частотных гистограмм для случая несдвинутых рядов и случая, когда ряд чисел Вольфа сдвинут относительно ряда aa-индекса на 6 лет назад.

В случае нулевого сдвига сумма значений столбцов гистограммы Δ принимает значение, равное 98. При сдвиге ряда на 1 год и на 12 лет, $\Delta = 99$; на 2 года и 5 лет, $\Delta = 96$; на 3 и 4 года, $\Delta = 92$; на 6 лет, $\Delta = 94$. Интересно отметить, что для полученных результатов есть относительный “минимум”, соответствующий сдвигу 3-4 года.

Заключение

1. Символический метод, допускающий использование временных рядов с ошибками наблюдений, не нарушающих порядок отсчетов в ряде, позволяет выявлять связь между динамическими системами.

2. Связь динамики временных рядов солнечных пятен и индекса геомагнитной активности aa очень слабая. Наилучшее соответствие наблюдается при запаздывании 3-4 года геомагнитного ряда относительно ряда солнечных пятен.

Литература

1. *Б.П. Безручко, Д.А. Смирнов* // Математическое моделирование и хаотические временные ряды. Саратов: ГосУНЦ "Колледж", 2005, 320 с.
2. *C.S. Daw, C.E.A. Finney, E.R. Tracy* // A review of symbolic analysis of experimental data, *Rev. Scientific Instruments*, 2003, V.74, P.915-930.
3. *C. Bandt, B. Pompe* // Permutation entropy: a natural complexity measure for time series, *Phys. Rev. Lett.*, 2002, V.88, 174102.
4. *R. Monetti, W. Bunk, F. Jamitzky* // Characterizing synchronization in time series using information measures extracted from symbolic representations. // arXiv: 0804.4634.
5. *A.I. Ohl, G.I. Ohl* // A new method of very long-term prediction of solar activity, *NASA Marshall Space Flight Center Solar-Terrest. Predictions Proc.*, 1979, V.2, P.258-263.
6. *D.H. Hathaway, R.M. Wilson* // Geomagnetic activity indicates large amplitude for sunspot cycle 24, *Geophys. Res. Lett.*, 2006, V.33, L18101, doi:10.1029/2006GL027053.

ПОЯВЛЕНИЕ И ИСЧЕЗНОВЕНИЕ ЛИНИЙ МЕТАЛЛОВ ВО ВСПЫШКАХ В ПРОЦЕССЕ ЭВОЛЮЦИИ ТОКОВОГО СЛОЯ

Остапенко В.А.

*Институт инновационных технологий и содержания образования
Министерства образования и науки Украины
04070, Киев, ул. Сагайдачного, 37. e-mail: osdar@online.com.ua*

APPEARANCE AND DISAPPEARANCE OF FLARE METAL LINES DURING THE PROCESS OF CURRENT SHEET EVOLUTION

Ostapenko V.A.

*Institute of innovation technologies and education support
by Ministry of education and science of Ukraine
Sagaydachny st., 37, Kiev, 04070; e-mail: osdar@online.com.ua*

Abstract

Photometry of several flares spectra of various power have been obtained with 40-channell MF4A, and cs(TRF-BLF-WLF) evolution of current sheets have been investigated in space and time. Our calculations and photometry give [1-4]:

1) The current sheet remains transparent (TRF) for continuous emission of photosphere, if $N_{cs} < 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ and $B_{eff} = < 1 \text{ kGs}$. 2) The “black” (“negative”) flare (BLF) arises as soon as $5 \cdot 10^{16} < N_{cs} < 5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ and $B_{eff} \sim 2 \text{ kGs}$ are reached. Spectral line intensities are maximal. 3) The “white” flare (WLF) arises as $N_{cs} > 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ and $B_{eff} > 3 \text{ kGs}$. 4) The width (2b) of current sheet increases as flare power grows. 5) Plasma density N_{cs} is variable along current sheet width (2b). The flare photometry shows that plasma density is maximal in central zone of current sheets and it is minimal in its periphery. Metal lines are manifested in whole current sheet because they arise already as soon as $N_{cs} > 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, but BLF has arisen as $N_{cs} > 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. The same effect is observed for WLFs (in centre of current sheet) and BLFs (in periphery) because the plasma density increases in time. 6) Photometry gives also that metal lines have maximal intensity in BLF and disappear in WLF. The current sheet width (2b) increases with flare power. Appearing of WLF is accompanied by plasma turbulence, and a current sheet is destructed.

За 50 лет активного изучения солнечных вспышек детально изучены спектральные особенности вспышек всех баллов и оценены физические и пространственные характеристики области их оптического свечения. Сводка *наблюдаемых* характеристик вспышек представлена в монографии Швестки [5]. Анализ профилей спектральных линий компактных арочных систем (CAS) нового всплывающего магнитного потока («ядер» вспышек) [6, 7] и протяженных арочных систем (EAS) активной области [8, 9]) выполнен автором в [10, 11]. Расчет профилей линий водорода показывает сложную трехмерную структуру, наличие интенсивных течений масс в области оптического излучения вспышки и приводит к модели вспышки в виде компактной арки с токовым слоем (рис. 1б). Необходимым условием формирования CS является столкновение магнитных полей разной поляр-

ности. Такая возможность предусмотрена самой природой. Активные области на Солнце (с их 22-летней периодичностью) возникают как следствие существования планетной системы. Новые компактные магнитные потоки регулярно и во множестве всплывают по всему Солнцу, прорываясь на поверхность из конвективной зоны. Обнаружение «черной» (BLF) вспышки позволило открыть токовые слои на Солнце и связать все вспышечные процессы в единый процесс формирования и эволюции $cs(TRF-BLF-WLF)$ токового слоя. *Фактически, токовый слой – это и есть сама солнечная (хромосферная) вспышка* [1-4].

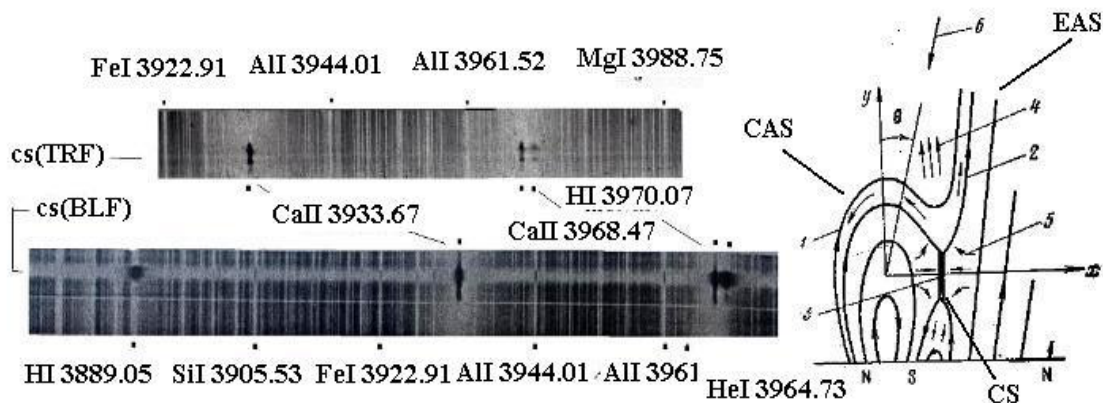


Рис. 1а, б. Модель компактной арки с токовым слоем (б) и ее проявление в спектрах (а) – слабой вспышки (балл S_n) 06.09.1957 г. (вверху) и сильной вспышки (балл $2n$) 12.07.1962 г. [5]. Компактный импульсный источник излучения (токовый слой, CS) проявляется дискретным излучением широких линий водорода (с удлиненными крыльями профилей), узкими симметричными эмиссионными линиями металлов и полоской (BLF или WLF) излучения фотосферы в непрерывном спектре. «Ядро» вспышки или новая компактная арочная система CAS всплывает в области протяженных арочных систем EAS активной области и является местом взаимодействия магнитных полей и формирования токового слоя CS.

Многие линии металлов во вспышке являются эмиссионными, в отличие от их проявления в спокойной фотосфере. Формируясь в уплотненном (токовом) слое, они наблюдаются (рис.1а) только на фоне «черной» вспышки [cs(BLF)]. Учитывая тот факт, что профили линий металлов наблюдаются *всегда* узкими и симметричными, моделью токового слоя можно выбрать стабильный уплотненный слой плазмы. Возникновение и усиление «белой» [cs(WLF)] вспышки сопровождается исчезновением линий металлов (рис.2,3). Исчезают линии водорода и H&K CaII с удлиненными крыльями и, соответственно, исчезает «ядро» вспышки – источник импульсной компоненты излучения. Это означает прекращение выбрасывания плазмы из области токового слоя. Исчезновение эмиссионных линий сопровождается турбулизацией плазме токового слоя «белой» вспышки. Это следует из сравнения результатов наших модельных расчетов непрерывного излучения [1-4] и теории лучистого переноса для внутренних слоев Солнца. Это подтверждается и *фотометрией спектров вспышек поперек дисперсии*, которая указывает на уменьшение плотности плазмы в слое

от центра к периферии. Именно на периферии токового слоя, в местах минимальных плотностей плазмы, выявляются остатки крыльев линий H&K CaII (рис. 2б,в). На определенном этапе развития вспышки создаются условия для одновременного проявления токового слоя и как WLF, и как BLF образования. Сопоставляется с теорией, и наблюдаемое на рис. 3, увеличение ширины слоя с ростом мощности вспышки.

Вспышка 15.07.1981

08:18 UT HeI 3964.73 08:24 UT H I 3970.07 08:26 UT H CaII 3968.47

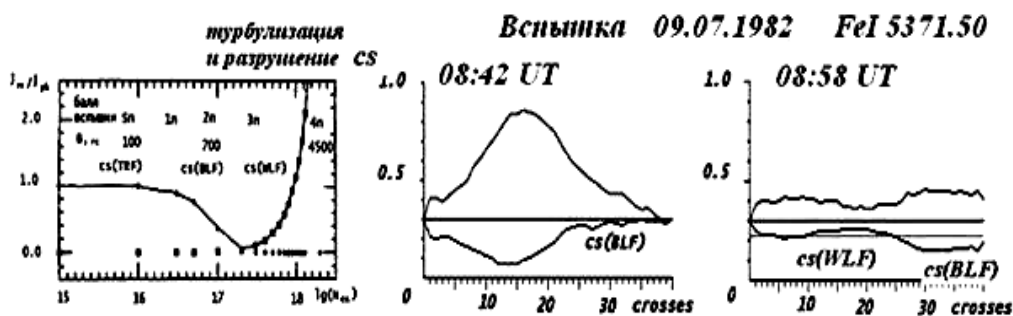
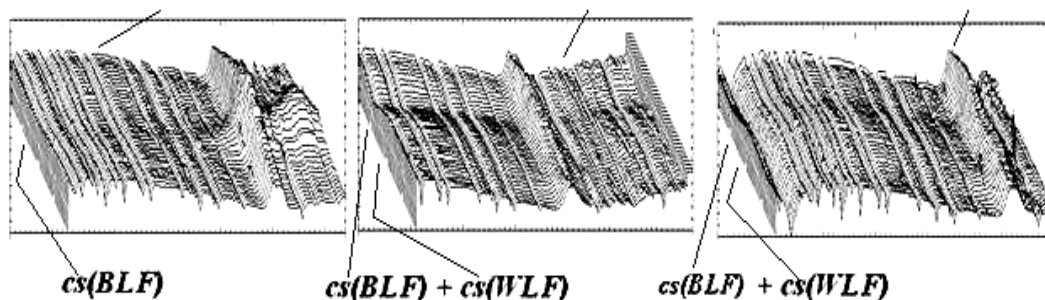


Рис. 2а. Изменение внешнего проявления cs [эволюция - $cs(TRF-BLF-WLF)$] с ростом плотности N_{cs} от 10^{15} до $5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и $L_{cs} = 10^3 \text{ см}$.

Рис. 2б,в. Фотометрическая запись вспышки 09.07.1982 г. в линии FeI 5371.50 (вдоль поверхности Солнца) и в соседнем непрерывном спектре: появление $cs(WLF)$ означает исчезновение линий металлов. Верхняя панель – показывает тот же эффект для вспышки 15.07.81 г.

Одновременный расчет линейчатого излучения атома водорода и непрерывного излучения отрицательного иона водорода показывает: 1) Токовый слой остается прозрачным $cs(TRF)$ для непрерывного излучения фотосферы при напряженности магнитных полей $H < 1 \text{ кГс}$, пока $N_{cs} < 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. 2) «Черная» $cs(BLF)$ вспышка возникает при $5 \cdot 10^{16} < N_{cs} < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и H порядка 2 кГс. Интенсивность излучения в линиях достигает максимума. 3) «Белая» $cs(WLF)$ вспышка появляется при $H > 3 \text{ кГс}$, $N_{cs} > 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Фотометрия спектров вспышек различной мощности показывает: 4) Ширина (2б) CS увеличивается с мощностью вспышки. 5) Плотность плазмы N_{cs} не остается постоянной по ширине 2б CS. Она максимальна в центре слоя и уменьшается к его краю, поэтому, полоска поглощения «чер-

ной» (BLF) вспышки оказывается более узкой, возникая при $5 \cdot 10^{16} < N_{cs} < 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Линии же металлов проявляются в эмиссии практически по всей ширине слоя. Они возникают при $N_{cs} > 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Тот же эффект возникает и для «белого» (WLF) излучения. В этом случае на более поздней стадии эволюции вспышки фотометрия вдоль спектральной линии (вдоль поверхности Солнца) выявляет как WLF в центре слоя, так и BLF на периферии слоя. б) Линии металлов исчезают при появлении «белой» эмиссии. Кроме того, появление «белой» вспышки сопровождается возникновением турбулентности и разрушением токового слоя.

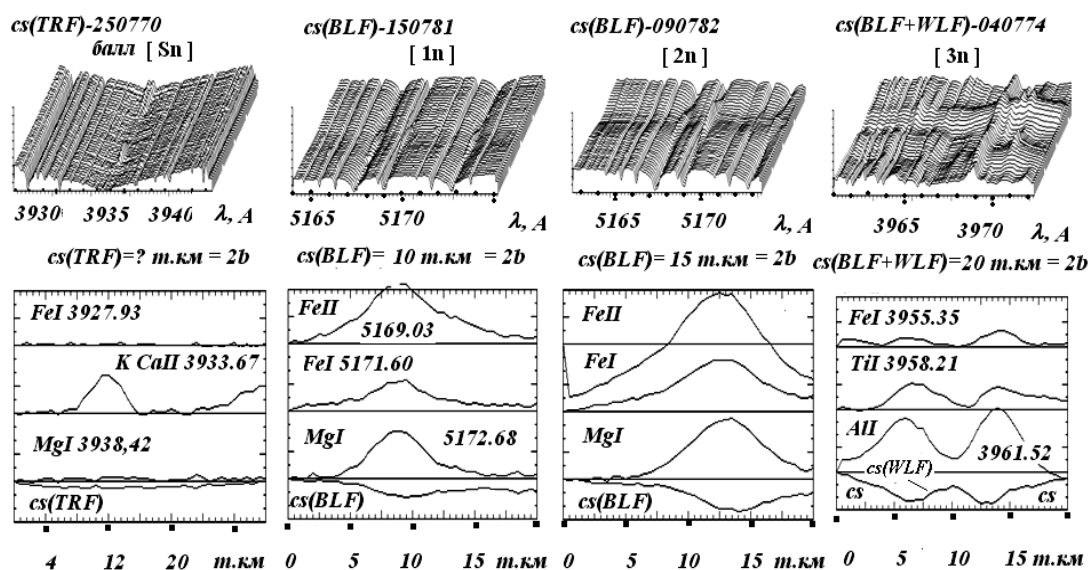


Рис. 3. Развитие $cs(TRF-BLF-WLF)$ токового слоя с изменением мощности (балла) вспышки. Вверху – фрагменты двухмерной фотометрии с 40-канальным МФ4А. Внизу – фотометрические записи для тех же фрагментов вдоль спектральной линии (шкала высот – в тыс. км).

Литература

1. *Остапенко В.А.* Вестник СНАУ, 2005, № 13, с.135-146. (СНАУ – Сумской Национальный аграрный университет). Эл. версия - (2006). <http://gntb.gov.ua/eb/os01.doc>
2. *Ostapenko V.A.* (2006). <http://gntb.gov.ua/eb/os02.doc>
3. *Ostapenko V.A.* (2006). <http://gntb.gov.ua/eb/os03.doc>
4. *Остапенко В.А.* «Сб. трудов СНУЯЭиП» (Севастопольский национальный университет ядерной энергии и промышленности), 2007, № 1 (25), с.184-195. electron version - (2007) <http://ntu.ru/eb/os06.doc>
5. *Svestka Z.* Solar Flares. D.Reidel Co., 1976. -400.
6. *Остапенко В.А.* Солн. данные, 1978, №6, с.80-87; 1978, №8, с.57-64; 1979, №4, с.91-96.
7. *Остапенко В.А.* Астрон. ж., 1980, т.57, с.362-371.
8. *Ostapenko V.A., Palush P.* Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1982, v.33, p.338-345.
9. *Остапенко В.А., Палуш П., Якобчук А.Н.* Вестник Киев.ГУ.Астрон.1982, вып.24, с.29-41.
10. *Остапенко В.А.* Письма в Астрон. ж., 1981, т.7, с.561-565.
11. *Остапенко В.А., Палуш П., Вацулик В.* Acta Astron. Geophys. Universit. Comenianaex, 1985, v.10, p. 3-25.

НЕКОТОРЫЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В ПЯТНЕ И ОКОЛО НЕГО

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

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, С.-Петербург, Россия

SOME SPATIAL CHARACTERISTICS OF LONG-PERIOD OSCILLATIONS OF RADIAL VELOCITIES IN AND NEAR SUNSPOT

Parfinenko L.D., Efremov V.I., Soloviev A.A.

Central (Pulkovo) Astronomical observatory

Abstract

Using the materials received on space vehicle SOHO (MDI), spatial features long-period oscillations of radial velocities in zones of their excitation in and near sunspot are considered. It is shown that in zones of excitation the oscillations are synchronised with correlation factor reaching values ~ 0.9 , while out of zones of excitation it is small. It confirms fact that magnetic structures of a spot and connected with it excitation areas oscillation as the whole formation. High-rise dependence of factor of correlation between two modes of oscillations is received (5-mines and 80-mines) from which follows that their physical nature is various and that the low-frequency mode is caused by presence of a magnetic field in the field of excitation.

Для обработки использована 8-часовая серия цифровых спектрограмм групп пятен NOAA10960 (S07E10), полученная 5 июня 2007 г. на пулковском солнечном телескопе АЦУ-5. На рис.1(слева) представлена спектральная карта (Ω -L диаграмма) для низкочастотной области, полученная в линии Ca $\lambda 649.38$ nm ($h \sim 310$ км). Нижняя шкала - щель спектрографа в пикселях, верхняя - линейные размеры на Солнце. Стрелками указаны центральные частоты полос (0.08-0.12) мГц с $f_1 = 0.1$ мГц и (0.22-0.26)мГц с $f_2 = 0.24$ мГц, что соответствует периодам $T_1 = 167$ мин и $T_2 = 70$ мин. По вертикали отложены частоты колебаний в мГц. Благодаря большой длине временной реализации(480 мин) проявилась нижняя 167-мин. мода (0.1 мГц), незаметная на 4-х часовых сериях. Причем оказалось, что именно в ней сосредоточена наибольшая мощность колебаний! В обоих пятнах и в хвостовой поре колебательный спектр имеет схожую структуру, что, вероятно, обусловлено тем, что все эти магнитные элементы принадлежат одной активной области с общей магнитной конфигурацией и имеют приблизительно одну и ту же напряженность магнитного поля. При тщательном рассмотрении видно, что пятно на низких частотах пространственно фрагментировано в том смысле, что мощность колебаний на одной и той же частоте распределяется неравномерно, имеются отдельные острова сильного возбуждения. Эта же картина характерна и для околотпятенной облас-

ти, где, как мы указывали ранее [1], острова возбуждения имеют размер порядка мезогранулы, т.е. $\sim 8-10$ Мм. Справа на рис. 1 приведен вид комплексного вейвлета для одного из пятен.

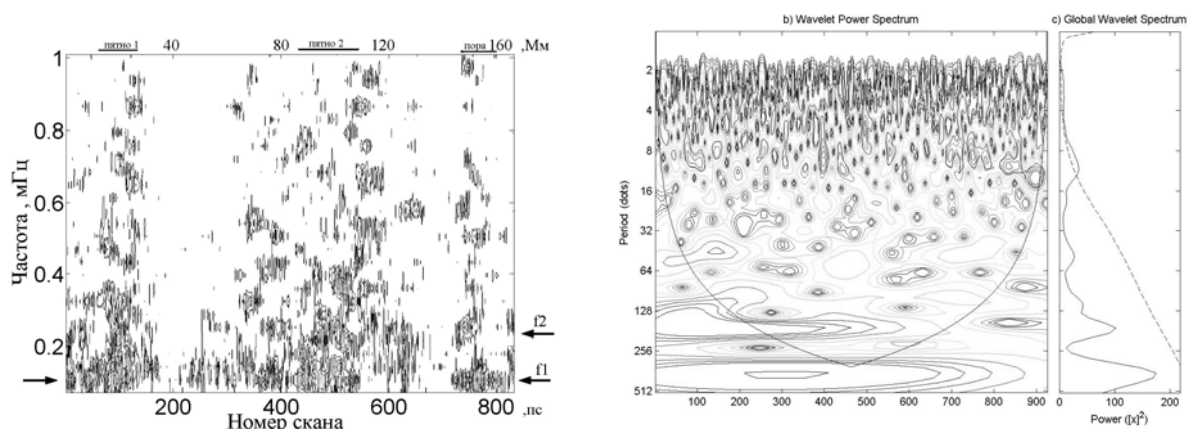


Рис. 1.

На рис. 2 приведена зависимость коэффициента корреляции между пространственной локализацией зон возбуждения 5-ти минутной и 80-ти минутной модами с высотой. Хотя, казалось бы, амплитуда низкочастотной моды с высотой падает [1], но из-за расходимости магнитного поля увеличиваются зоны пространственного перекрытия 5-ти и 80-ти минутных мод, что увеличивает корреляцию.

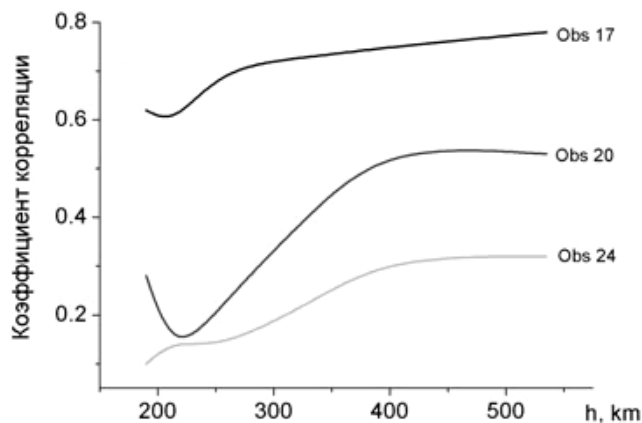


Рис. 2.

Были также обработаны данные SOHO(MDI) для 5 ноября 1998г. Исследовалось пятно группы NOAA 08375 с координатами N18W07. Напряженность магнитного поля в этом пятне составляла около 3000 Гс. По каждому разрезу пятна восстанавливалась пространственно-временная (L-T) плоскость и далее строилась спектральная карта (Ω -L).

Типичная спектральная карта мощности, построенная по произвольно выбранному разрезу, представлена на рис. 3. Характерная неоднородность,

фрагментированность в распределении мощности глобальных низкочастотных колебаний пятна непосредственно отражает неоднородный, фрагментированный характер самого магнитного поля, формирующего пятна и поры.

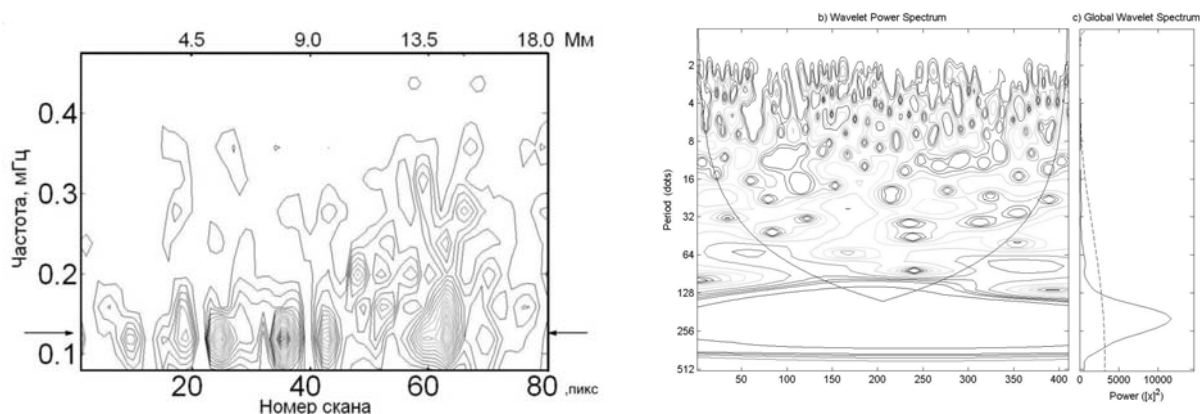


Рис. 3.

Важно, что в спокойных, т.е. лишенных сильных магнитных полей, участках Солнца низкочастотные моды полностью отсутствуют.

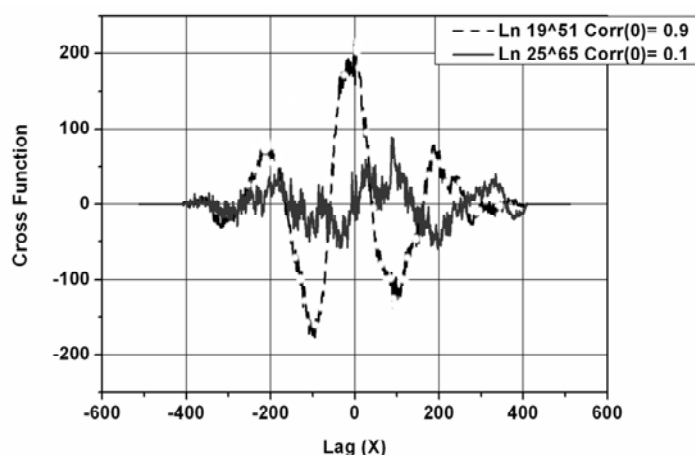


Рис. 4.

На рис. 4 представлена корреляция низкочастотной моды в зонах возбуждения и между ними, подтверждающая факт, что магнитные структуры пятна колеблются как целое образование.

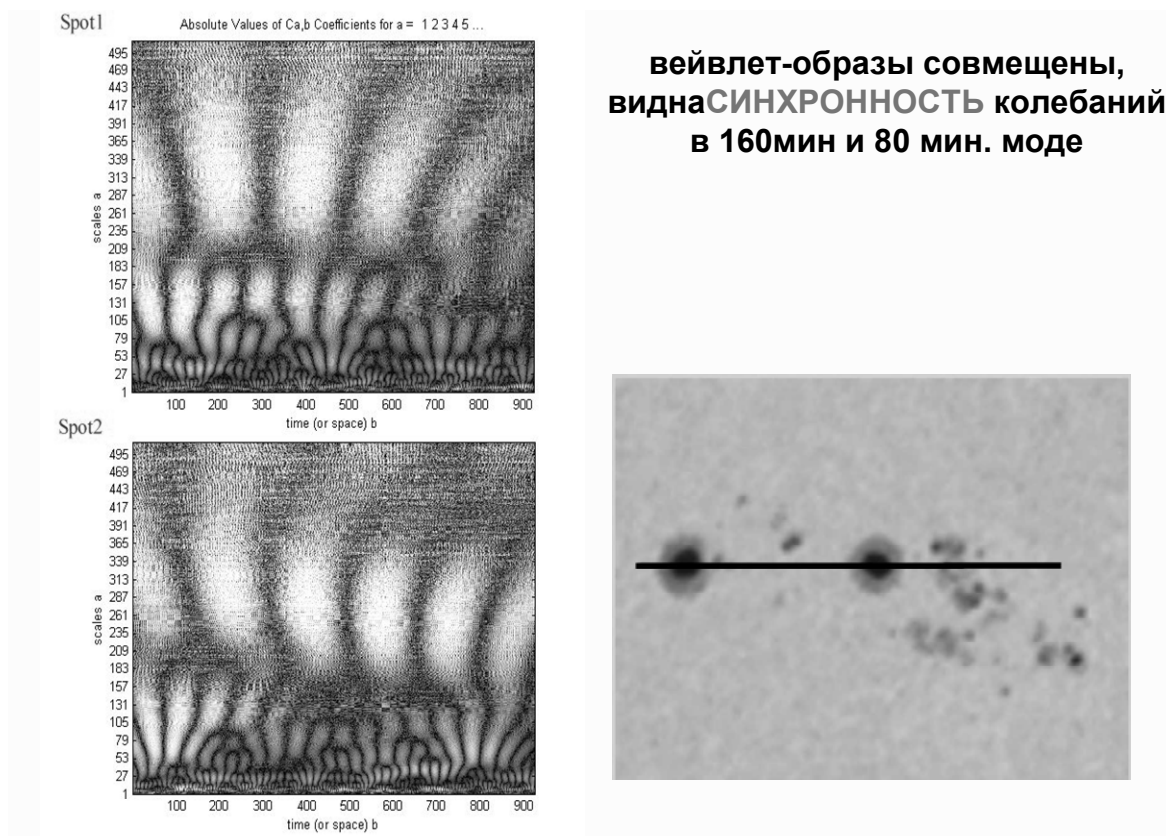


Рис. 5.

Рис. 5 демонстрирует синхронность колебаний в обоих пятнах группы NOAA10960 по наземным наблюдениям (вещественный Морле - вейвлет).

Выводы

1. Основные гармоники, на которых совершаются глобальные колебания пятна, варьируют от пятна к пятну и имеют периоды в полосах 60-80 и 135-170 минут, причем мощность колебаний на нижней гармонике, как правило, выше.

2. Мощность колебаний имеет неравномерное пространственное распределение, что, по-видимому, указывает на неоднородный, фрагментированный характер магнитного поля в пятне.

3. Используя материалы космического аппарата SOHO(MDI) показано, что в зонах возбуждения низкочастотные колебания синхронизированы с коэффициентом корреляции 0.9, в то время как вне зон возбуждения он мал. Это говорит о том, что магнитные структуры пятна и связанные с ним околотпятенные области возбуждения колеблются как целое образование, что подтверждают и наземные наблюдения.

Литература

1. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Исследование долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятне и вблизи солнечного пятна на разных уровнях фотосферы // Астрон. Журнал. 2007. т.84, вып.5. Р.450-460.

ТРЕХМЕРНОЕ МГД МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛОЖЕНИЯ ТОКОВЫХ СЛОЕВ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Подгорный А.И.¹, Подгорный И.М.²

¹*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

²*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия*

3D MHD SIMULATION OF CURRENT SHEETS POSITIONS IN THE PREFLARE STATE

Podgorny A.I.¹ and Podgorny I.M.²

¹*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia, podgorny@fian.fian.dns.mipt.ru*

²*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.ru*

Abstract

For MHD simulation of solar flare energy accumulation in a current sheet of the corona in a real active region all conditions are taken from observational data. The observed by SOHO MDI magnetic field distributions on the photosphere are used. To stabilize numerical instabilities a number of mathematical methods is developed and realized in the PERESVET program. Simulation for the active region AR 0365 is performed in a computational domain with the size 4×10^{10} cm. The current sheets positions, the magnetic field configurations, and plasma behavior near them are found.

Высокое разрешение рентгеновских наблюдений вспышек на лимбе [1] позволило установить факт первичного освобождения энергии вспышки в короне на высоте $2-3 \times 10^9$ см. Этот факт можно объяснить накоплением энергии в магнитном поле токового слоя (ТС), который образуется в окрестности особой линии X-типа магнитного поля короны. Квазистационарная эволюция переводит ТС в неустойчивое состояние, что приводит к взрывному выделению энергии со всеми наблюдаемыми проявлениями вспышки, такими как излучение в различных диапазонах, корональные выбросы массы и ускорение частиц, которые описываются электродинамической моделью вспышки [2].

Для установления факта появления ТС в короне и определения его положения необходимо проводить численное магнитогидродинамическое (МГД) моделирование в короне, используя наблюдаемые распределения магнитного поля на фотосфере для постановки граничных условий. В работах [3-5] проводилось такое моделирование для реальной активной области, при котором все условия ставились на основании данных наблюдений. Решение МГД уравнений начиналось за несколько дней до вспышки, когда потенциальное магнитное поле, найденное по наблюдаемому полю на фотосфере, можно использовать для задания начального условия. Моделирование проводилось для активной области АО 0365, которая дала ряд вспышек 26 и 27 мая 2003. Чтобы учесть все особенности поля моделиро-

вание [4] проводилось в расчетной области размером 4×10^{10} см, в несколько раз превышающем размер активной области. Для нахождения потенциального поля численно решалось уравнение Лапласа с наклонной производной в качестве граничного условия. Для этой цели использовались карты магнитного поля SOHO MDI (<http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>). Были разработаны специальные методы нахождения потенциального поля в такой аппроксимации, чтобы решение МГД уравнений было устойчиво при использовании абсолютно неявной конечно-разностной схемы, консервативной относительно магнитного потока. Поскольку пространственный шаг конечно-разностной схемы на несколько порядков больше толщины реально ТС в короне, использовался принцип ограниченного моделирования [6].

МГД моделирование проводилось в расчетной области ($0 \leq x \leq 1$, $0 \leq y \leq 0.3$, $0 \leq z \leq 1$, в безразмерных единицах). Единица длины выбиралась равной $L_0 = 4 \times 10^{10}$ см. Единица магнитного поля – $B_0 = 300$ Гаусс. Ось Y направлена от Солнца нормально фотосфере. Плоскость XZ ($y=0$) – это плоскость фотосферы с осью X в направлении с Востока на Запад и осью Z с Севера на Юг. Подробности постановки начальных и граничных условий, а также выбора расчетной области и безразмерных параметров изложены в [4, 5]. Численные методы описаны в [7].

Моделирование [4, 5] показало образование нескольких ТС, что объясняет появление серии вспышек. В различных плоскостях, перпендикулярных фотосфере, на протяжении всего периода моделирования магнитное поле в окрестностях особых X -точек деформировалось в конфигурацию ТС. Такие конфигурации для X -точек в центральной плоскости $z=0.5$ показаны стрелками 2 и 4 на рис. 1а. Это означает появление ТС с накопленной магнитной энергией вблизи каждой X -точки. Однако такая конфигурация в окрестности X -точки не означает, что ТС появляется в точности в этой X -точке. Он может располагаться вблизи этой точки и может не быть точно перпендикулярным центральной плоскости. Рис. 1 показывает, что для ТС 2 и 4 максимумы плотности тока располагаются вблизи X -точек, но точного совпадения нет. Для нахождения положений ТС и их расположения в пространстве использовался метод, предложенный в [3]. В трехмерном пространстве находилось положение локального максимума абсолютной величины плотности тока $|j|$, которое должно соответствовать центру ТС. Плоскость ТС должна быть перпендикулярна плоскости, которая содержит точку максимума $|j|$ и перпендикулярна линии поля, проходящей через точку максимума $|j|$. В этой плоскости должна быть представлена конфигурация магнитного поля ТС.

Точка локального максимума $|j|$ для ТС 2 расположена вблизи центральной плоскости. Ее координаты: $(x, y, z) = (0.59000, 0.255, 0.605)$. Проекция этой точки на плоскость $z = 0.5$ показана на рис. 2а стрелкой Р. Вектор магнитного поля в этой точке $(B_x, B_y, B_z) = (-0.02907, 0.01635,$

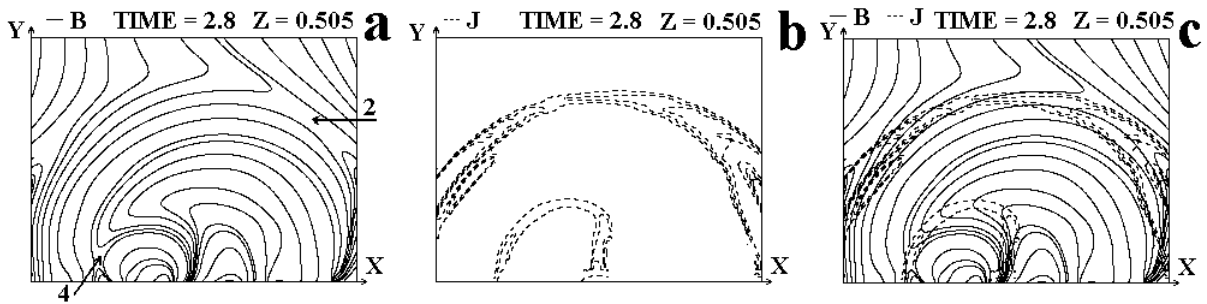


Рис. 1.

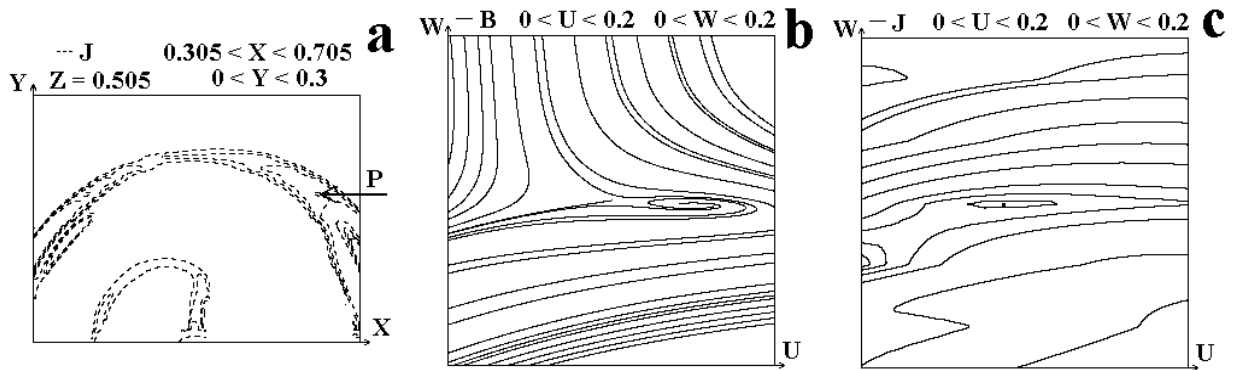


Рис. 2.

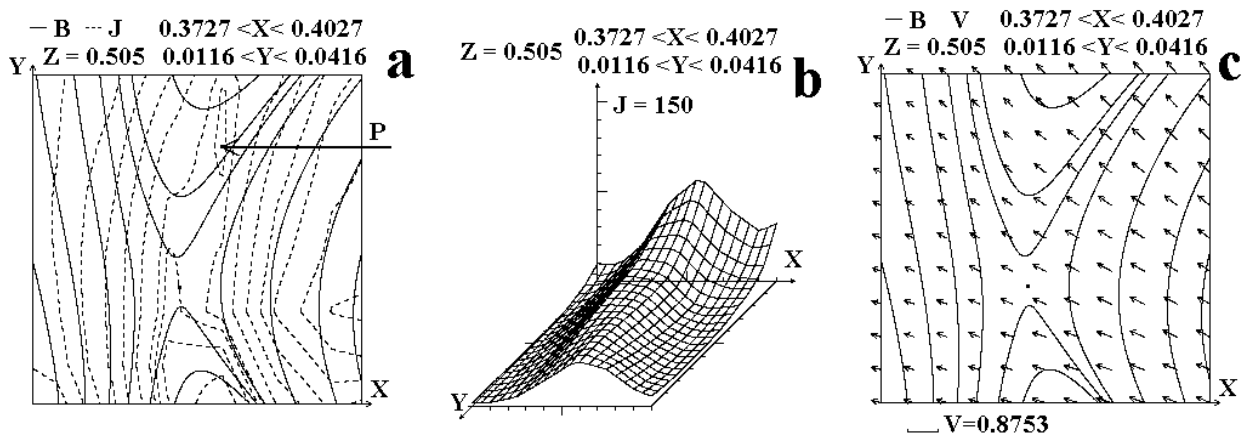


Рис. 3.

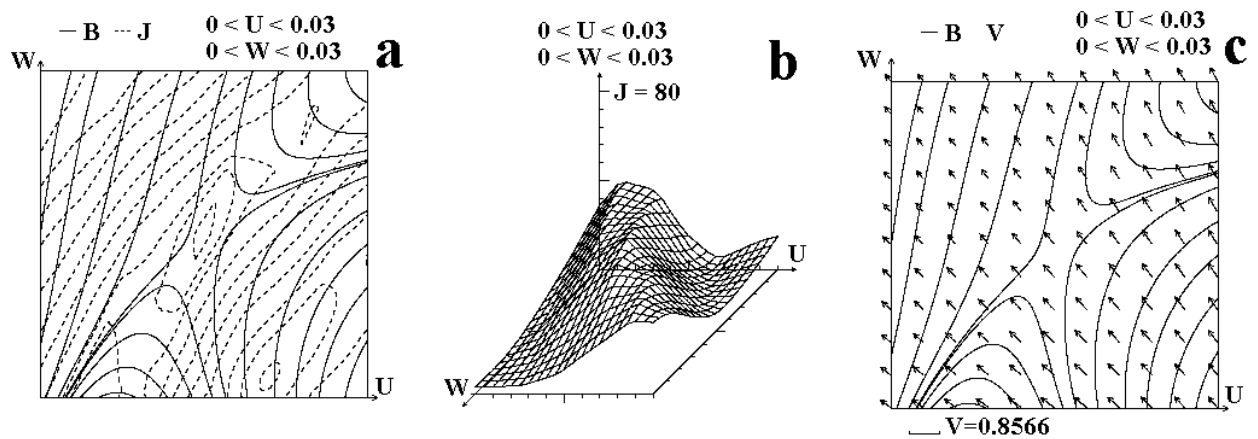


Рис. 4.

-0.01222). В плоскости, перпендикулярной этому вектору, конфигурация магнитного поля и распределение плотности тока типичны для ТС (Fig.2b, c). Конфигурация поля спирального типа вблизи слоя появляется вследствие наложения поля магнитной пробки и тока, перпендикулярного плоскости, и не влияет на процесс фокусировки возмущений.

На рис. 3 представлено поведение параметров плазмы в центральной плоскости вблизи ТС 4 в малой области размером 0.03: $0.3727 < x < 0.4027$, $0.0116 < y < 0.0416$, $z = 0.5$. Точка локального максимума $|j|$ для ТС 4 (0.39000, 0.035000, 0.5) расположена в центральной плоскости. Она показана стрелкой P на рис. 3а. Вектор магнитного поля в этой точке (B_x , B_y , B_z) = (0.09641, 0.09055, 0.1344). Поведение параметров плазмы в плоскости, перпендикулярной этому вектору, представлено на рис. 4 в малой области размером 0.03. В этой плоскости конфигурация магнитного поля и распределение плотности тока наиболее четко соответствуют ТС. Поток плазмы направлен перпендикулярно ТС, и скорость плазмы на обеих сторонах слоя различна (рис. 4с). Это означает движение ТС как целого от центра активной области. В системе координат, движущейся с ТС, плазма втекает в ТС с обеих его сторон, а затем движется вдоль слоя.

Таким образом, МГД моделирование показало возможность отыскания положения ТС, возникающих перед серией солнечных вспышек. МГД моделирование позволяет установить поведение поля и плазмы в окрестности образовавшихся ТС.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 06-02-16006.

Литература

1. *Lin R.P., Krucker, S., Hurford, G.J., et al. Astrophys. J. 2003, V.595, P. L69.*
2. *Подгорный А.И., Подгорный И.М. Астрон. Ж. 2006, Т. 83. С. 940.*
3. *Подгорный А.И., Подгорный И.М., Мешалкина Н.С. Астрон. Вестник. 2007, Т. 41, С. 366-373.*
4. *Podgorny, A.I. and Podgorny, I.M., Труды XI Пулковской конференции по физике Солнца. Пулково, ГАО РАН. 2007, С. 295-298.*
5. *Подгорный А.И., Подгорный И.М. Астрон. Ж. 2008, Т. 85. С. 736.*
6. *Podgorny I.M., 1978, Fund. Cosmic Phys. 1, 1.*
7. *Подгорный А.И., Подгорный И.М. ЖВМ и МФ. 2004 г., Т. 44, С. 1873-1897.*

ЖЕСТКИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ: НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБЪЯСНЕНИЕ

Подгорный И.М.¹, Подгорный А.И.²

¹*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия*

²*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

HARD SOLAR FLARE RADIATIONS: OBSERVATION DATA AND EXPLANATION

Podgorny I.M.¹ and Podgorny A.I.²

¹*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia, podgorny@inasan.ru*

²*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia.*

Abstract

Solar flare electrodynamic model is based on 3D MHD numerical simulation. The energy storage for a solar flare takes place in the magnetic field of a current sheet. The thermal X-ray source in the corona appears due to plasma heating during magnetic reconnection. Sources of hard X-ray are located in magnetic loop legs. The sources are produced by electron precipitation that accelerated in field-aligned currents. The solar cosmic rays are produced by acceleration along a singular magnetic line. Apparently, the delayed cosmic ray component spectrum is formed during diffusion in the turbulent magnetic field.

Введение

Солнечная вспышка включает в себя ряд наблюдательных проявлений (жесткое рентгеновское излучение, радио излучение, эжекция корональной массы и солнечные космические лучи). Солнечная вспышка возникает в короне над активной областью в результате взрывного выделения энергии из-за диссипации энергии, запасенной в магнитном поле [1]. Распределение поля на фотосфере в момент вспышки практически не меняется. Это значит, что энергия потенциального поля, т. е. поля источников Солнца, не может реализоваться при вспышке. Реализуется при вспышке только магнитная энергия токов в короне, которая успела накопиться в предвспышечном состоянии. В численном МГД эксперименте было показано, что всплывание нового магнитного потока, вблизи уже существующего потока, образует в короне токовый слой, если потоки имеют противоположное направление [2].

Электродинамическая модель вспышки

Источником энергии, выделяемой в короне при вспышке, где $\beta = 8\pi nkT/V^2 \ll 1$, может быть только магнитное поле. При этом магнитная энергия, запасаемая для вспышки, может быть только энергией токовой системы, расположенной в самой короне. Эта токовая система должна обладать способностью запасать магнитную энергию, а затем при определен-

ных условиях быстро ее конвертировать в кинетическую энергию частиц плазмы. Магнитная энергия тока, протекающего по проводнику в вакууме, должна быстро диссипировать при разрыве проводника, например, при быстром возрастании сопротивления на небольшом его участке. Иначе обстоит дело, если проводник находится в хорошо проводящей среде – плазме (рис. 1а). В этом случае вмороженное в плазму магнитное поле не может быстро исчезнуть при разрыве проводника, а это значит, что при разрыве проводника в плазме должна возникнуть новая токовая система, так, чтобы уравнение $\text{rot}\mathbf{V} = 4\pi\mathbf{j}/c$ по-прежнему описывало поле в плазме. В случае разрыва тока, протекающего в кабеле, находящемся в непроводящей оболочке, ток должен возникнуть в плазме на границе этой оболочки (рис. 2б), и освободится только та часть магнитной энергии, которая содержалась в оболочке.

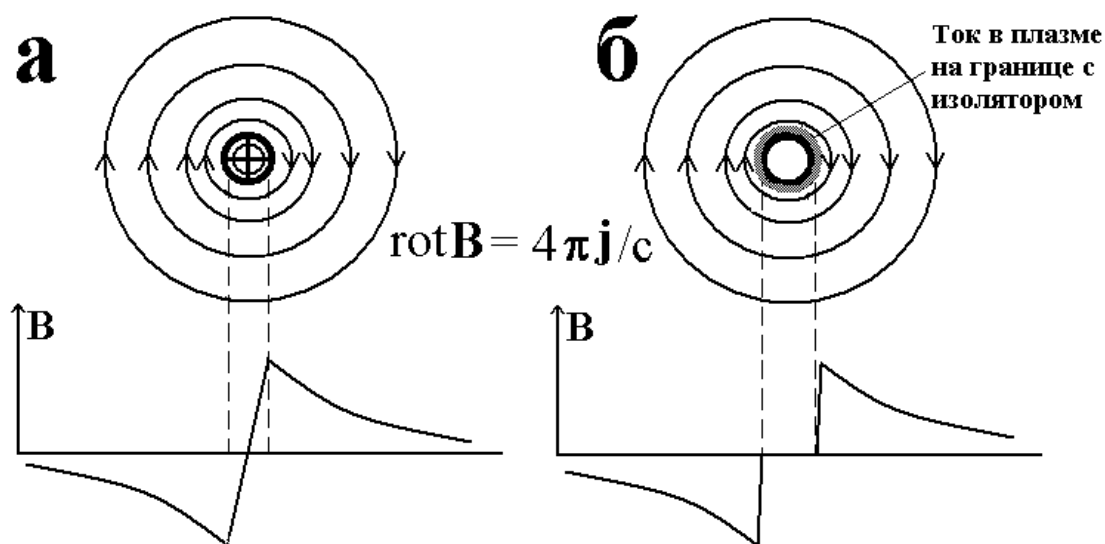


Рис. 1. а) Линии и радиальное распределение магнитного поля.

Единственной токовой системой, позволяющей быстро диссипировать магнитному полю, является токовый слой (ТС). При определенных условиях плазма вместе с вмороженным магнитным полем может быстро втекать в слой и растекаться вдоль него. При этом векторное сложение линий магнитного поля должно приводить к исчезновению энергии магнитного поля в результате ее перехода в энергию плазмы.

Численное МГД моделирование предвспышечного состояния показало, что ТС образуется в короне в окрестности особой линии магнитного поля при фокусировке возмущений, приходящих от фотосферы [1, 2]. ТС устойчиво существует длительное время, и в его магнитном поле запасается энергия $\sim 10^{32}$ эрг, быстро выделяющаяся при солнечной вспышке, когда ТС переходит в неустойчивое состояние. Главным механизмом диссипации при взрывном распаде слоя является магнитное пересоединение, вызывающее нагревание плазмы в окрестности особой линии. Модель солнечной вспышки для вертикального ТС показана на рис. 2а, а на рис. 2б

представлен результат численного МГД моделирования ТС, возникшего при всплывании нового магнитного потока рядом со старой биполярной областью. Стрелками показаны вектора скорости плазмы. Плазма со скоростью V_{in} втекает в ТС с обеих его сторон вместе с замороженными линиями магнитного поля и после пересоединения линий поля растекается вдоль ТС вверх и вниз (рис. 1б). Сила $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$ ускоряет плазму, и поток плазмы вверх приводит к эжекции солнечного вещества в межпланетное пространство - возникает корональный выброс. Нагревание плазмы за счет быстрого магнитного пересоединения при распаде ТС обеспечивает высокую температуру над петлями, а, следовательно, возникновение там рентгеновского излучения, впервые зарегистрированного на аппаратах *Yohkoh* и *RHESSI* [4].

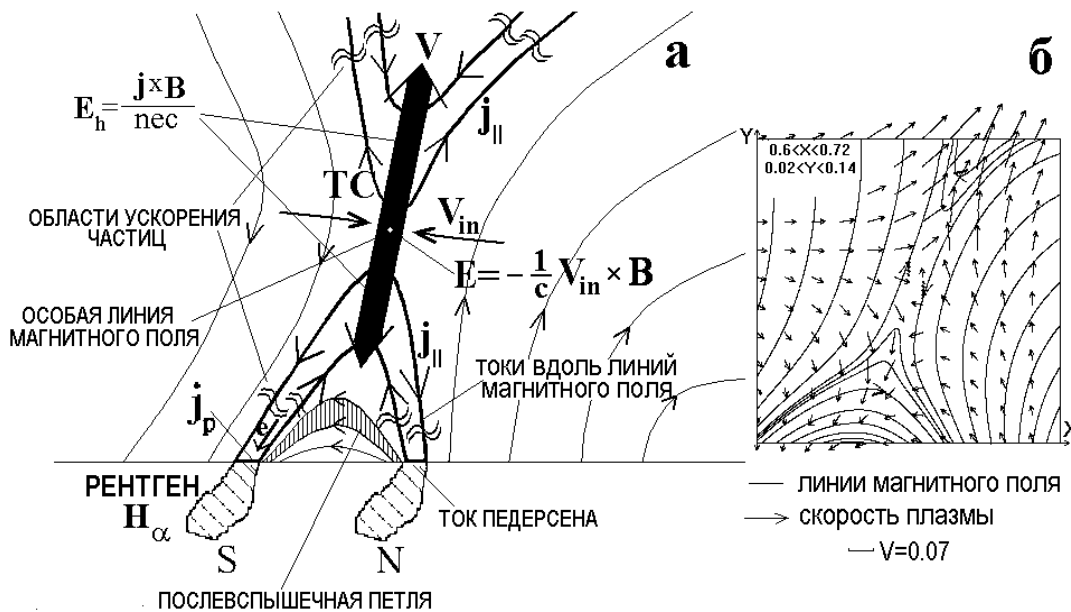


Рис. 2. Электродинамическая модель вспышки и результаты МГД моделирования.

Важной особенностью ТС в плазме является проявление эффекта Холла, который описывается членом $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$ в законе Ома:

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} + \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{nc} - \frac{\nabla(nT_e)}{en} \quad (1)$$

Последний член в уравнении (1) для длинного токового слоя мал, и им можно пренебречь. Электрическое поле Холла E_h (в проекции уравнения (1) вдоль слоя $E_h = \frac{j_h}{\sigma} + \frac{j_{cs} B_n}{nc}$) возникает потому, что ток в слое переносится электронами, и сила $\mathbf{j} \times \mathbf{V}/c$ приложена к электронному газу. Происходит разделение зарядов, и возникшее поле E_h , направленное вдоль слоя, ускоряет ионы. Ускоренная таким образом вверх плазма создает корональный выброс. Членом с током Холла j_h/σ в плазме с высокой проводимостью можно пренебречь. В противном случае поляризация отсутствует, и ускорение ионов в ТС не должно происходить. Доминирующая роль E_h в ТС

подтверждается регистрацией мощных выбросов плазмы при вспышках, а также резким возрастанием направленного к Земле электрического поля в геомагнитном хвосте при суббуре.

Вследствие высокой анизотропии проводимости плазмы в магнитном поле короны, поле Холла генерирует электрические токи вдоль линий магнитного поля, пересекающих ТС. Продольные токи и их направления показаны на рис. 2а жирными линиями. Эти токи замыкаются в хромосфере токами Педерсена. Электроны, ускоренные в продольном токе, высыпаются в хромосферу и вызывают свечение вспышечных лент и жесткое рентгеновское излучение на поверхности Солнца. Энергия квантов при вспышке может достигать сотни кэВ. Условия для ускорения релятивистских частиц создаются в окрестности особой линии магнитного поля, перпендикулярной плоскости рис. 1. Электрическое поле $-\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, перпендикулярное плоскости рисунка, возникает при втекании плазмы в ТС. Частицы, находящиеся дальше от особой линии, дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях. Частица, отклонившаяся от X-линии и попавшая в область дрейфа, выходит из режима ускорения.

Рентгеновское излучение вспышки

Рентгеновские фотографии, полученные на аппаратах Yohkoh и RHSSI, показали появление центров рентгеновского излучения, возникающего при вспышке [4]. Во время вспышек, происшедших на краю солнечного диска, наблюдаются три источника излучения (рис. 2б). Два источника расположены на поверхности Солнца в подножьях вспышечной петли. Эти поверхностные источники обладают степенным спектром $\sim (h\nu)^{2.5}$. Они вызваны высыпающимися вдоль линий поля электронными пучками с энергией большей 100 кэВ. В соответствии с предсказаниями электродинамической модели, ускорение происходит в продольных токах, генерируемых полем Холла. Третий источник расположен над вспышечной петлей в короне, именно там согласно электродинамической модели должен располагаться источник излучения, возникший из-за нагревания плазмы при пересоединении в ТС. Этот корональный источник имеет тепловой характер, его спектр отвечает температуре ~ 3 кэВ и концентрации $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Магнитное поле $B = (8\pi nkT)^{1/2}$, удерживающее облако этой горячей плазмы, равно ~ 100 Гаусс – типичное значение для поля ТС, вычисленного в численном МГД эксперименте.

Солнечные космические лучи

Поток релятивистских протонов возникает от вспышек, происшедших на западной части солнечного диска. Фронт импульса (“быстрая” компонента) начинает регистрироваться через время $\Delta t \sim 15$ мин, определяемое временем пролета частицы в межпланетном пространстве вдоль спирали Архимеда. Поскольку импульс γ -излучения, вызванного ядерными реак-

циями на Солнце, не превышает нескольких минут, можно утверждать, что длительность генерации релятивистских частиц не превышает десяти минут. Однако нейтронные мониторы демонстрируют длительность потока релятивистских протонов, измеряемую часами. Такие запаздывающие протоны не могут принадлежать к прямому потоку от области вспышки. Они или генерируются с запаздыванием вдали от Солнца (например, в ударной волне) или приходят к Земле в результате диффузии поперек магнитного поля. Главным результатом, полученным на нейтронных мониторах [5], является принципиальное различие спектров быстрой и запаздывающей компонент.

Спектр, полученный для начальной фазы события, является экспоненциальным $\sim \exp(-E/E_0)$, где типичное E_0 составляет 0.5 ГэВ. Частицы быстрой компоненты приходят к орбите Земли с малымиpitch-углами и регистрируются мониторами через ~ 15 минут после начала вспышки. Спектры, снятые через 0.5 ч, 1 ч и 2 ч после начала вспышки, хорошо описываются линейной зависимостью в двойном логарифмическом масштабе, т. е. уверенно демонстрируют степенную зависимость $\sim E^{-\gamma}$, где $\gamma = 5$.

Эффективность ускорения частиц электрическим полем $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, направленным вдоль особой линии магнитного поля, следует из лабораторных экспериментов с мощным импульсным разрядом, которые ставились в связи с проблемой управляемого термоядерного синтеза. Газовый разряд [6] в цилиндрической разрядной камере при скорости возрастания тока порядка 10^{11} А/с становится источником жесткого рентгеновского излучения. Максимальная энергия квантов составляла ~ 300 кэВ, когда приложенное между электродами напряжение не превышало 10-13 кВ. В магнитном поле прямого тока особая линия совпадает с осью разряда. Это линия нулевого поля О-типа, вдоль которой могут ускоряться частицы при возникновении достаточно большого электрического поля. Вначале ток из-за скин-эффекта течет вблизи стенок разрядной камеры (рис. 4), и его магнитное поле сжимает плазму к оси. Распределение плотности тока показано внизу. При этом скорость сжатия превосходит 10^7 см/с, а магнитное поле в сжимающейся плазме $\sim 3 \times 10^4$ Г (рис. 4, $t = 3 \times 10^{-6}$ с). Поле Лоренца $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ в это время составляет ~ 3 кВ/см. Во время максимальной скорости сжатия плазменного разряда частицы приобретают энергию большую 300 кэВ.

Расчет траекторий частиц, ускоряемых вдоль нейтральной X-линии в ТС, подтвердил экспоненциальный характер спектра [5]. Высокий показатель степени $\gamma \sim 5$ запаздывающего излучения невозможно согласовать с существующими теориями ускорения частиц на ударных волнах. По-видимому, запаздывающая компонента приходит к орбите Земли в результате диффузии, рассеиваясь на неоднородностях, и это рассеяние изменяет спектр ускоренных частиц.

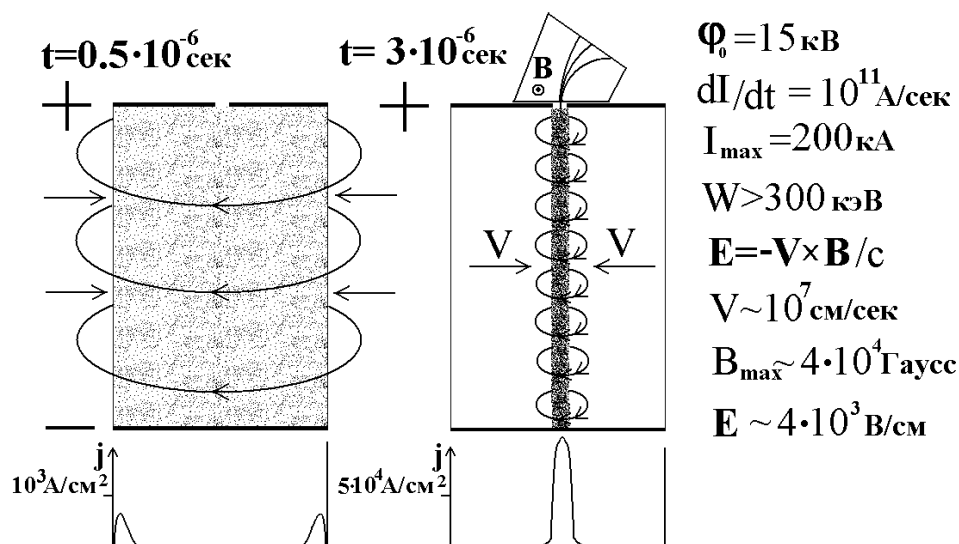


Рис. 4. Лабораторный эксперимент, демонстрирующий ускорение частиц.

Заключение

Тепловое рентгеновское излучение вспышки возникает в короне в том месте, где МГД моделирование показывает появление ТС. Жесткое рентгеновское излучение со степенным спектром вызывается пучками электронов, ускоренных в продольных токах. Имеющиеся данные позволяют сделать заключение об ускорении быстрой компоненты солнечных космических лучей в ТС полем Лоренца. Вопрос о механизме генерации запаздывающей компоненты более сложен. Возникает соблазн объяснить ее ускорением в ударной волне. Однако большой показатель экспоненты, по-видимому, не подтверждает такого предположения. По-видимому, все частицы возникают в едином механизме в момент вспышки, но часть их не может достичь орбиты Земли, двигаясь вдоль линии межпланетного поля, и, диффундируя поперек поля, эти частицы изменяют свой спектр за счет рассеяния на флуктуациях.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16006.

Литература

1. Подгорный А.И. и Подгорный И.М. АЖ. 2006. Т. 83. С. 940.
2. Подгорный И.М. и Подгорный А.И. АЖ. 2001. Т. 78. С. 71.
3. Podgorny A.I. and I.M. Podgorny. Solar Phys. 1992. V. 139. P. 125.
4. Lin R.P., S. Krucker, G.J. Hurford, et al. Astrophys. J. 2003. V. 595. P. L69.
5. Балабин Ю.В., Ващенко Э.В., Мингалев О.В., Подгорный А.И., Подгорный И.М. АЖ. 2005. Т. 82. С. 940.
6. Подгорный И.М. и др. ДАН. 1958. Т. 123. С. 825.

**АВТОМАТИЧЕСКАЯ ОЦИФРОВКА
H-альфа СИНОПТИЧЕСКИХ КАРТ СОЛНЦА**

Поляков Е.В., Степанова Т.А., Тавастшерна К.С.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург, Россия

**AUTOMATIC DIGITIZATION OF
H-ALPHA SYNOPTIC CHARTS OF THE SUN**

Poliakow E.V., Stepanova T.A., Tavastsherna K.S.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

It is known that the large-scale H-alpha chromospheric structure (filaments and filament channels) reveals a distribution of the neutral lines of the large-scale magnetic field more detail than it can be obtained from direct magnetographic observation. We want to show in this paper the possibility of the automatic data processing of existing H-alpha synoptic charts. The range of these data for long period will enable a comparison of the location and evolution of large-scale magnetic fields on the Sun with other solar features, interplanetary fields, their sector structure, etc.

H-альфа синоптические карты как метод исследования активности Солнца дает возможность сопоставить расположение и эволюцию крупномасштабных магнитных полей на Солнце с другими проявлениями солнечной активности, межпланетными магнитными полями с их секторной структурой и с явлениями в земной атмосфере.

В 1972-1977 гг. Мак-Интош впервые ввел в практику метод построения H-альфа синоптических карт с целью прогноза солнечной активности и вспышек [1-6]. В.И. Макаров в 1973-1978 гг. на основе наблюдений Солнца с высоким пространственным разрешением на Большом внезапном коронографе Горной астрономической станции ГАО РАН [7] разработал методику Мак-Интоша построения H-альфа карт [8-10]. Значение этого метода состоит в том, что из наблюдений протуберанцев, волокон, каналов волокон, флоккул и магнитных полей пятен оказалось возможным выявить структуру крупномасштабного магнитного поля Солнца и представить её в виде синоптических карт.

Начиная с 1979 г., бюллетень Солнечные данные публикует H-альфа карты, создаваемые на Горной астрономической станции по методике В.И. Макарова. Позже этот метод был использован для создания атласов H-альфа синоптических карт Солнца при обработке длительных рядов наблюдений из архивов Обсерватории Кодайканал Индийского Института Астрофизики в Бангалоре (период 1904-1964 гг.) [11-15].

В 1986 году атлас 19 цикла [14] был оцифрован вручную и представлен в виде цветного компьютерного фильма (1987), позволившего проил-

люстрировать процесс переполусовки крупномасштабного магнитного поля Солнца. В дальнейшем часть карт с бумажной основы была переведена в электронную форму. Обработка исходного материала выполнялась в ручном режиме – снимались положения нейтральных линий в гелиографических координатах, после чего для контроля и иллюстрации карты восстанавливались по табличным данным путем компьютерной визуализации. В настоящее время Н-альфа карты (1914-1964 гг.) изданы в виде атласов и цифровых данных (2 тома) [16], электронный вариант размещен в сети по адресам: http://www.gao.spb.ru//russian/publ-s/synopt/part_1.pdf и [.../part_2.pdf](http://www.gao.spb.ru//russian/publ-s/synopt/part_2.pdf).

Несмотря на то, что результат ручной оцифровки оказался вполне удовлетворительным, было решено автоматизировать процесс и выполнить оцифровку всего материала, накопленного к настоящему времени, что позволило бы многократно сократить время работы, получить массив однородных данных, необходимый для исследований [17], а также детализировать структуру поля, управляя разрешением сканирования. Для этой цели были разработаны алгоритмы распознавания и позиционных измерений сплошных и пунктирных изолиний на фоне координатной сетки (рис. 1).

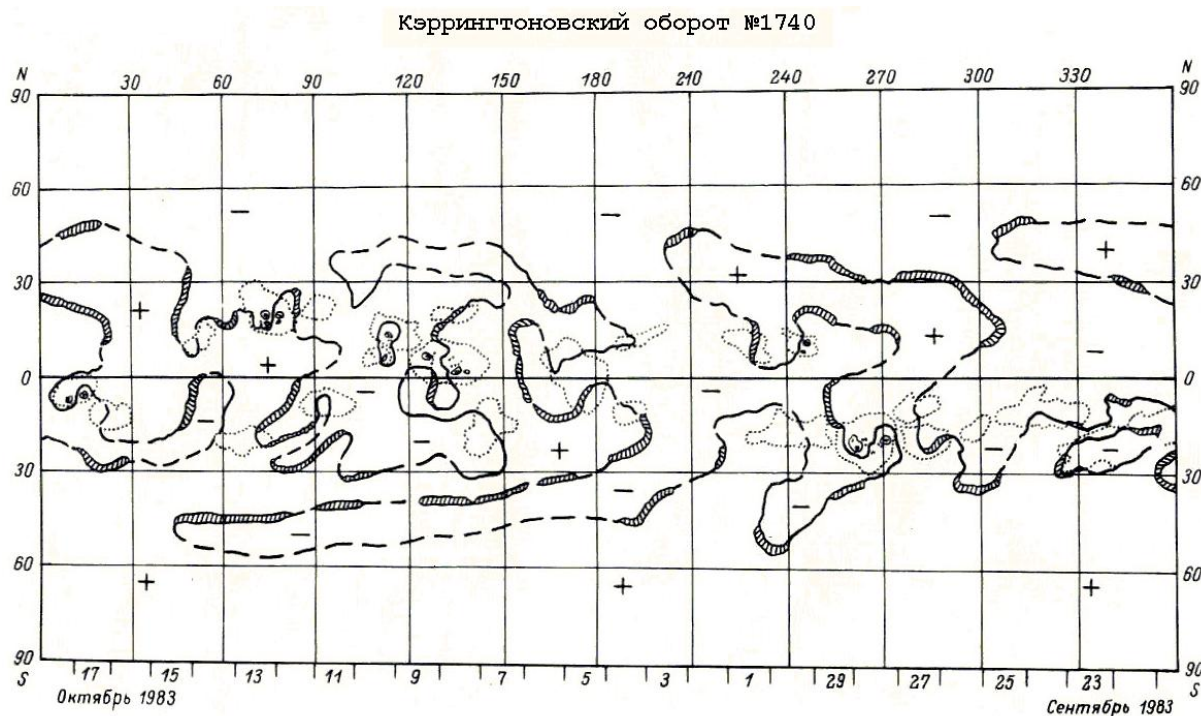


Рис. 1. На карта ГАС ГАО.

Реализованы и тестированы два способа локализации линий – равнопромежуточным их отслеживанием и поиском точек пересечения изолиний с линиями сетки, как это осуществлялось в ручном режиме.

Помимо задач распознавания и измерения пришлось решать проблемы, не замечаемые при ручной оцифровке, связанные с разнородностью исходного материала: яркостью, контрастностью изображений, их ориен-

тацией относительно осей координат, неортогональностью линий сетки, наличием дополнительных значков, буквенно-цифровых символов и т.п. Указанные проблемы решаются на этапе предварительной обработки исходного изображения, по окончании которой на изображении остаются лишь изолинии раздела полярности магнитного поля. Измерение положения этих линий выполняется с заданным шагом 1, 2, 5, 10° гелиографической сетки, результат измерения заносится в таблицу привычного пользователям формата.

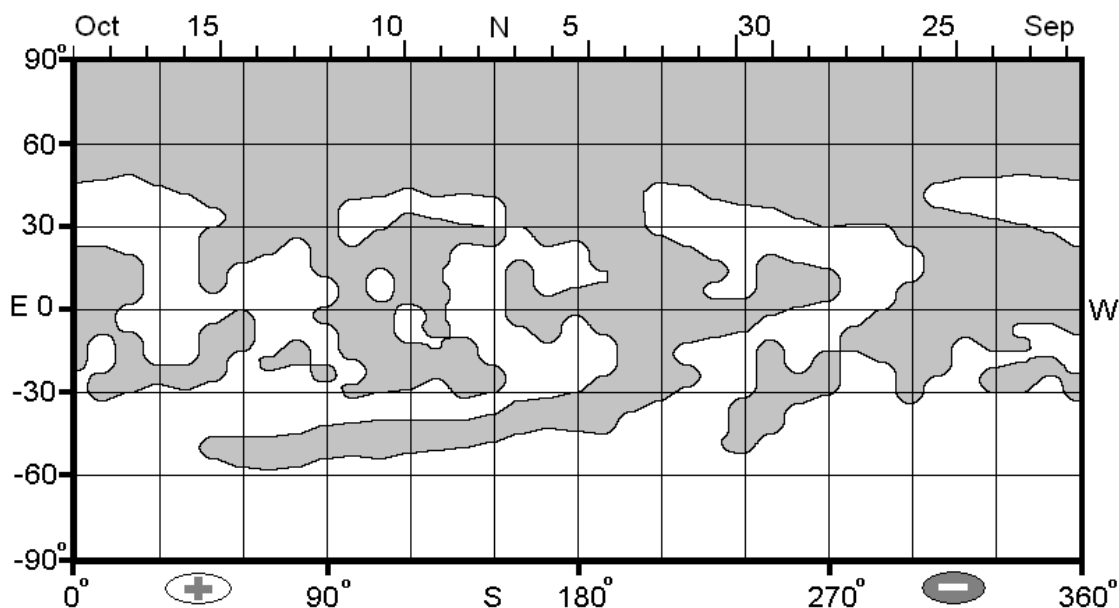


Рис. 2. Восстановленная На карта N 1740.

Контроль качества оцифровки осуществляется визуально (рис. 2). Одним из вариантов выбрана анимация – поочередное предъявление с частотой 1-2 Гц на экране монитора двух изображений изолиний - построенных по данным оцифровки и исходного. В местах несовпадения последних наблюдается периодическое движение, интенсивность которого пропорциональна невязке. Другой подход – статический: на исходное изображение изолиний налагается синтезированное. При совпадении исходной и восстановленной линий им придается цвет фона, т.е. совпавшие участки удаляются из изображения, остаются видимыми невязки. При визуальном анализе их количество и взаимное расположение позволяют составить субъективное суждение о качестве оцифровки. В дальнейшем процесс контроля на основе статического подхода планируется также автоматизировать.

Заключение

Разработаны и реализованы алгоритмы коррекции векторных изображений по углу поворота и косоугольности относительно направляющих векторов; распознавания и классификации векторных изображений; от-

слеживания произвольных кривых, как сплошных, так и пунктирных с нерегулярным шагом; восстановления непрерывности кривых, заданных пунктиром; поиска и измерения положения изолиний; построения бинарного матричного изображения по заданным координатам изолиний.

На основе разработанных алгоритмов составлены программы для автоматической оцифровки H-альфа синоптических карт Солнца. Программы тестированы по материалам оцифровки, ранее выполненной в ручном режиме. Результаты тестирования показали высокую эффективность программного комплекса и пригодность его для выполнения оцифровки построенных за почти вековой период H-альфа синоптических карт Солнца.

Литература

1. *Mc Intosh P.S., Nolte J.T.* World Data Cent. A. Solar-Terr. Phys. Rept. 1975, N 41, p.1.
2. *Duvall T.L., Wilcox J.W., Svalgaard L., Scherrer P., Mc Intosh P.S.* Solar Phys. 1977, V.55, p.63.
3. *Mc Intosh P.S.* In “Solar wind”, ed. Sonett S.D., Coleman P.J., Wilcox J.W. Washington, 1972, p.136.
4. *Мак-Интош П.С.* В кн: Наблюдения и прогнозы солнечной активности, ред. Мак-Интош и Драйер М.М. М.: Мир, 1976, с.43.
5. *Mc Intosh P.S.* Prog.r. in Astronaut and Aeronaut. Ser. 1972, V.30, p.65.
6. *Mc Intosh P.S.* “Annotated Atlas of H-alpha Charts” World Data Center A for Solar Terrestrial Physics, NOAA, Boulder, Colorado, 1979.
7. *Gnevyshev M.N., Nikolsky G.M., Sazanov A.A.* Solar Phys. 1967, V.2, p.223.
8. *Макаров В.И., Стоянова М.Н.* Солн. данные, 1979, N 8, с. 89.
9. *Макаров В.И., Фатьянов М.П.* Солн. данные, 1980, N 10, с.96.
10. *Макаров В.И., Стоянова М.Н.* Солн. данные, 1982, N 11, с. 94.
11. *Makarov V.I., Stoyanova M.N., Sivaraman K.R.* J. Astrophys. Astron., 1982, V.3, p.379.
12. *Makarov V.I., Fatianov M.P., Sivaraman K.R.* Solar Phys. 1983, V.85, p.215.
13. *Makarov V.I., Sivaraman K.R.* Solar Phys. 1983, V.85, p.227.
14. *Макаров В.И., Сивараман К.Р.* На синоптические карты Солнца, солнечный цикл N 19 (1955-1964 гг.), 1984, 138 с.
15. *Makarov V.I., Sivaraman K.R.* Atlas H-alpha synoptic charts for cycle 19 (1955-1964), Kodaikanal Obs. Bull. 1986, V.7, 138 p.
16. *Макаров В.И., Сивараман К.Р., Тавастшерна К.С., Поляков Е.В.* На синоптические карты Солнца, циклы NN 15-17, 2007, С.-Пб. 423 с. и циклы NN 18-19, 2007, С.-Пб. 291 с.
17. *Sivaraman K.R.* Тр. конф. 2008, (настоящий сборник).

ТРЕНДЫ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Понявин Д.И.

Институт физики, Санкт-Петербургский Государственный Университет

TRENDS IN THE SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITIES

Ponyavin D.I.

Institute of Physics, St. Petersburg State University

Abstract

Geomagnetic activity is controlled by the solar wind and structure of the large-scale magnetic fields on the Sun. Large-scale fields evolve during a course of a solar cycle and are connected with sunspots. Analysis of the geomagnetic variations is useful in view of understanding of space-distributed dynamical system at the Sun. Historical time-series of geomagnetic indices are used to derive long-term trends. Differences and common behavior between geomagnetic indices and sunspots are established. The problem of doubling of the Sun's magnetic field during the past 100 years is disputed. Solar and geomagnetic data demonstrate slight decrease of activity during the last 50 years.

То, что геомагнитная активность связана с солнечной активностью, известно давно, еще с середины 19-го века. Так в 1852 г. Рудольф Вольф одновременно с другими исследователями обнаружил, что геомагнитный цикл повторяет своей формой солнечный цикл. В те времена подразумевалось, что геомагнитная активность полностью контролируется пятенной активностью и геомагнитный цикл синхронизован с солнечным циклом. Эти предположения легли в основу реконструкции солнечной активности: в отсутствие наблюдений солнечных пятен данные заполнялись геомагнитными наблюдениями.

В дальнейшем оказалось, что соответствие геомагнитной и пятенной активности часто нарушается и при переходе к ежедневным данным вообще пропадает. Лишь с открытием солнечного ветра на космических аппаратах стало ясно, что источником геомагнитных возмущений являются потоки солнечного ветра. Эти потоки бывают рекуррентного и транзиентного типа и формируются соответственно в корональных дырах или являются следствием корональных выбросов. Солнечная корона контролируется в свою очередь крупномасштабными магнитными полями. Таким образом, геомагнитная активность тесно связана с солнечной активностью, однако связь не прямая, а фактически является отражением взаимодействия разномасштабных магнитных полей на Солнце. При увеличении степени сглаживания мелкомасштабных полей выделяется крупномасштабная составляющая, корреляция увеличивается и достигает своего максимума при сопоставлении долговременных вариаций. Поэтому следует ожидать пря-

мого соответствия трендов солнечной и геомагнитной активности на вековом масштабе.

На Рис.1 приведены среднегодовые значения чисел Вольфа с 1775 г. по настоящее время. Солнечные циклы пронумерованы согласно цюрихской нумерации. Маленькие по амплитуде солнечные циклы под номерами 5 и 6 относятся к минимуму Дальтона. Приведены среднегодовые значения геомагнитных индексов «аа» и индекса С9. Индекс «аа» строится по данным наблюдений двух антиподальных обсерваторий, индекс С9 – по данным среднеширотных обсерваторий. Индексы «аа» имеются с 1868 г., среднесуточные десятибалльные индексы С9 – с 1890 г. и дополнены реконструированным индексом по наблюдениям на обсерватории Павловска близ Санкт-Петербурга [1]. Для удобства сопоставления геомагнитные индексы пронормированы и приведены к одному масштабу.

На Рис. 1 видно, что геомагнитные индексы коррелируют между собой и грубо повторяют 11-летнюю солнечную цикличность. Корреляция между геомагнитными индексами очень высокая, начиная примерно с 1940-х годов по настоящее время. До этого периода времени значения С9 систематически выше соответствующих значений индекса «аа». Расхождение особенно заметно при анализе линейных трендов. Если для индекса С9 линейный тренд показывает слабый рост за весь период наблюдений, практически соответствующий линейному тренду солнечных пятен, то линейный тренд по индексу «аа» демонстрирует значительное увеличение в течение конца 19-го и первой половины 20-го века. Последнее обстоятельство привело ряд исследователей, считающих геомагнитный индекс «аа» однородным и полностью контролируемым геоэффективными параметрами солнечного ветра, к убеждению, что за этим значительным увеличением стоит реальное «удвоение магнитного поля на Солнце» [2]. Однако, как показывает ход кривой индекса С9, не все характеристики глобальной геомагнитной активности демонстрируют подобный тренд [3,4]. Более того, линейный тренд С9 соответствует тренду солнечной активности, оцениваемой по солнечным пятнам.

Следует заметить, что процедура осреднения за год сглаживает сильные геомагнитные возмущения от транзиентных высокоскоростных потоков, оставляя только рекуррентные геомагнитные возмущения из корональных дыр. Тем не менее, статистика сильных геомагнитных бурь, вызываемых корональными выбросами и вспышками на Солнце, также не показывает долговременного векового тренда [5].

На Рис. 2 представлены графики поведения усредненных за 27 дней (оборот Бартельса) значений солнечных пятен и индекса геомагнитной активности С9 с 1950 г. по настоящее время. Непосредственно видно, что корреляция геомагнитной и солнечной активности на масштабе оборота Солнца ухудшается в сравнении со среднегодовым усреднением. Однако, линейные тренды солнечной и геомагнитной активности за данный период

времени практически совпадают, означая слабое уменьшение активности за последние 50 лет.

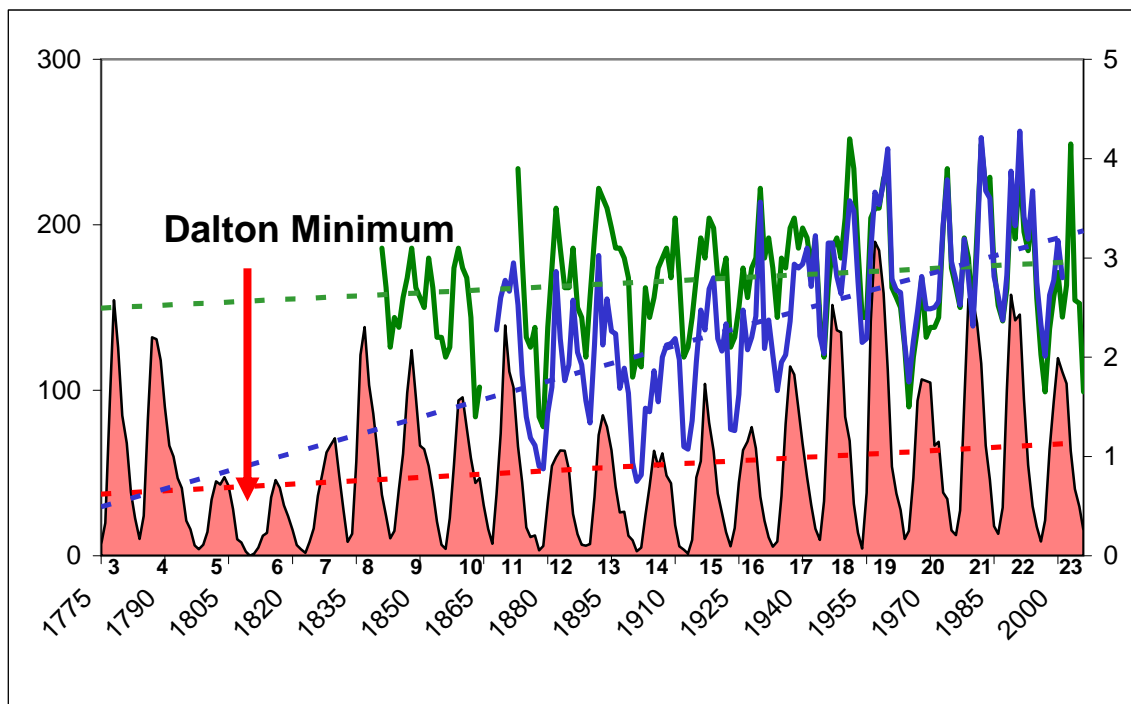


Рис. 1. Среднегодовые значения чисел Вольфа солнечных пятен, геомагнитных индексов «aa» и C9. Пунктирными линиями показаны линейные тренды.

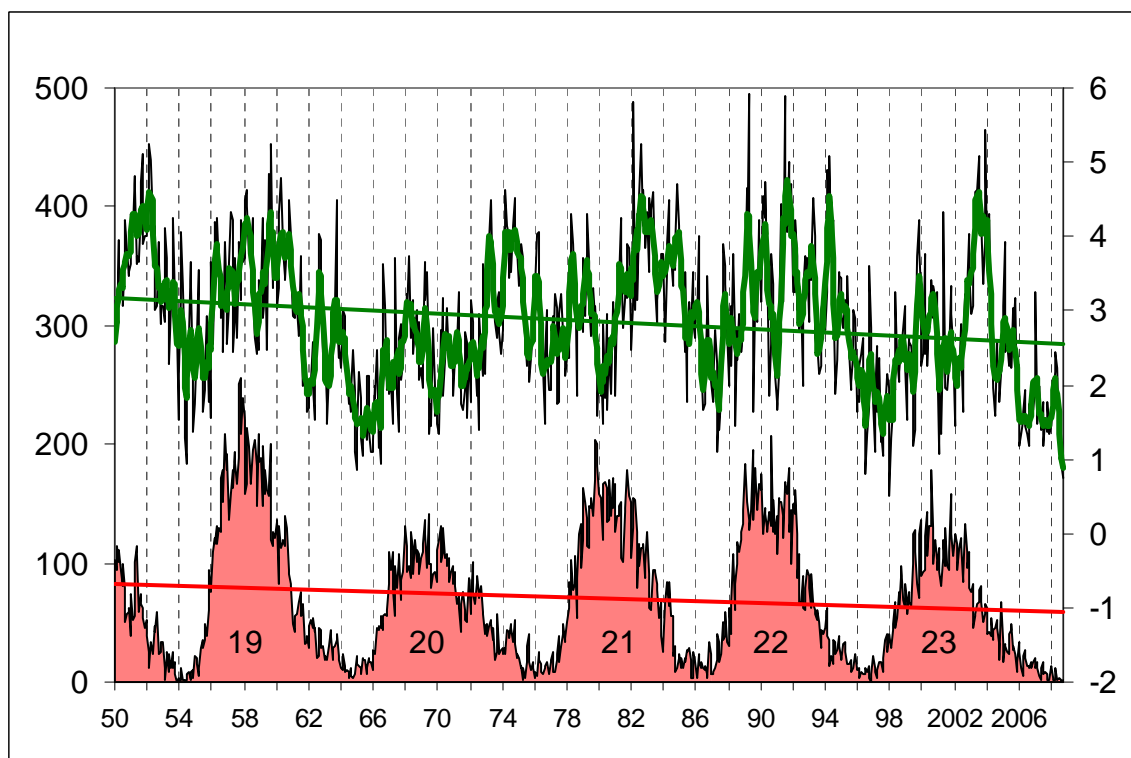


Рис. 2. Средние за оборот Бартельса (27 дней) значения чисел Вольфа солнечных пятен и геомагнитного индекса C9 за период времени с 1950 г. по настоящее время. Приведены линейные тренды за указанный интервал времени.

В результате проведенного исследования можно сделать следующие выводы:

1. Солнечная и геомагнитная активность, несмотря на различную свою природу, демонстрируют схожее поведение, обнаруживаемое при достаточной степени осреднения или сглаживания исходных данных.
2. Анализ индексов глобальной геомагнитной активности C9 и «aa» показывает хорошую корреляцию после 40-х годов 20-го столетия и расхождение по амплитуде в предыдущий период времени.
3. Долговременный линейный тренд геомагнитного индекса C9 значительно отличается от соответствующего тренда индекса «aa», при этом совпадает с трендом солнечной активности солнечных пятен с 1775 г. по настоящее время.
4. Гипотеза об удвоении магнитного поля на Солнце не состоятельна, поскольку вековой тренд индекса «aa» имеет своей причиной, скорее всего внутреннее, земное происхождение.
5. За последние 50 лет как солнечные, так и геомагнитные данные показывают слабое постепенное уменьшение активности.

Литература

1. *И.Д. Зосимович*, Геомагнитная активность и устойчивость корпускулярной активности Солнца, М.: Наука, 1981.
2. *M. Lockwood, R. Stamper, M.N. Wild*, A doubling of the Sun's coronal magnetic field during the past 100 years, *Nature*, v.399, p.437-439, 1999.
3. *D.I. Ponyavin*, Geomagnetic tracing of the inner heliosphere. *Space Sci. Rev.* v.97, p.225-228, 2001.
4. *D.I. Ponyavin*, Solar cycle signal in geomagnetic activity and climate. *Solar Phys.*, v.224, p.465-471, 2004.
5. *Д.И. Понявин, С.Н. Терехин*, Геомагнитная активность в XIX и XX столетиях. В сб. «Солнечная активность как фактор космической погоды». Труды IX международной конференции, ГАО, Пулковое, Санкт-Петербург, 2005, с.105-110.

МАГНИТНАЯ СПИРАЛЬНОСТЬ В ДИНАМО ПАРКЕРА

Попова Е.П., Нефедов С.Н.

Московский государственный университет, физический факультет

MAGNETIC HELICITY IN PARKER SCHEME

Popova H.P., Nefedov S.N.

Department of Physics, Moscow State University

Abstract

Butterfly-diagrams for magnetic helicity are presented for two approximations in the Parker scheme of solar dynamo. The diagrams are constructed for the case of effective generation of the magnetic field (large dynamo number) and weak generation of the magnetic field (small dynamo number).

В последнее время несколькими научным группам удалось начать мониторинг токовой спиральности в активных областях Солнца. В связи с этим становится актуальной задача предсказания на основе теории динамо поведения магнитной спиральности на протяжении солнечного цикла. Мы опираемся здесь на схему работы динамо предложенную Паркером [1].

Возбуждаемое магнитное поле в рамках такой модели неограниченно растет. В реальности этот рост подавляется, но само распространение волны магнитного поля сохраняется. Чтобы описать это подавление, предполагают, что с ростом магнитного поля уменьшается α -эффект [2].

До недавнего времени не было наблюдательных способов определения α -эффекта, и модели солнечного динамо опирались только на оценки α -эффекта из первых принципов [3]. В последние годы стало возможным оценка магнитного вклада в α -эффект с помощью наблюдений токовой спиральности в активных областях Солнца (одновременно появились первые измерения α -эффекта в лаборатории [4]). Полученные при этом оценки укладываются в модели динамического подавления α -эффекта [5].

В данной работе получены предсказания об эволюции магнитной и токовой спиральности на основе простейшей модели динамо.

Уравнения динамо Паркера получаются из системы уравнений электродинамики средних полей [6] в предположении, что динамо-волна распространяется в тонкой сферической оболочке. При этом производится усреднение магнитного поля по радиусу в пределах некоторой сферической оболочки, и отбрасываются члены, описывающие эффекты кривизны вблизи полюса. Брагинский [7] (см. также [8]) включил в эти уравнения меридиональную циркуляцию. В результате уравнения динамо приобретают вид

$$\frac{\partial A}{\partial t} + V \frac{\partial A}{\partial \theta} = \alpha B + \frac{\partial^2 A}{\partial \theta^2}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\partial(VB)}{\partial \theta} = D \cos \theta \frac{\partial A}{\partial \theta} + \frac{\partial^2 B}{\partial \theta^2}. \quad (2)$$

Здесь B – тороидальное магнитное поле, A пропорционально тороидальной компоненте векторного потенциала, которая определяет полоидальное магнитное поле, θ – широта, которая отсчитывается от экватора. Уравнения выписаны в безразмерных переменных, так что амплитуды α -эффекта, градиента угловой скорости и коэффициент турбулентной диффузии объединены в безразмерное динамо-число D . Т. к. магнитное поле Солнца имеет дипольную симметрию, мы ей и ограничиваемся. В уравнениях (1, 2) V – меридиональная циркуляция. Ее точный вид неизвестен, поэтому мы для простоты предполагаем, что $V = \text{const}$ в северном полушарии и имеет противоположный знак в южном полушарии. Модель Паркера не включает в себя токовую спиральность, однако эту величину можно связать с величинами, фигурирующими в схеме Паркера, с помощью метода, описанного в [5].

Вычисляя спиральность $\bar{A}\bar{B}$ из уравнений динамо Паркера, мы можем сопоставить ее с наблюдаемой токовой спиральностью.

Динамо-число D характеризует интенсивность источников генерации: α -эффекта и дифференциального вращения. В зависимости от величины D можно рассмотреть два случая: когда D близко к пороговому и когда D значительно его превышает (эффективная генерация).

Пользуясь результатами [9] и [10], мы построили широтно-временные диаграммы для обоих случаев. Кроме этого, мы получили аналитическую зависимость фазового сдвига между спиральностью и тороидальным полем как функцию меридиональной циркуляции V , измеренной в долях $|D|^{1/3}$

$$\varphi = -\text{arctg} \frac{\Re \gamma + k_m^2}{\Im \gamma + k_m V}. \quad (7)$$

Здесь k_m (волновое число) соответствует значению $k(\theta_m)$, где θ_m – точка максимума решения.

Баттерфляй-диаграммы изображены на рис. 1 для северного и южного полушария по отдельности. Каждая представляет собой широтно-временное распределение тороидального магнитного поля и аналогичное распределение спиральности. Эти распределения наложены друг на друга. Время измеряется в тех же безразмерных единицах, в которых выписаны уравнения (1,2). Рисунок на двух панелях создан с помощью различных изобразительных средств, чтобы лучше описать структуру распределения спиральности. На нем совмещены случаи сильной и умеренно-сильной работы генерации. На верхней панели величина и знак спиральности передаются величиной и цветом кружков в случае, когда генерация только начинается, в случае эффективной генерации – градацией серого (нижняя панель). Линии уровня характеризуют тороидальное магнитное поле (сплошные соответствуют положительному знаку, пунктирные – отрицательному). Ока-

залось, что меридиональная циркуляция существенно влияет на длительность солнечного цикла.

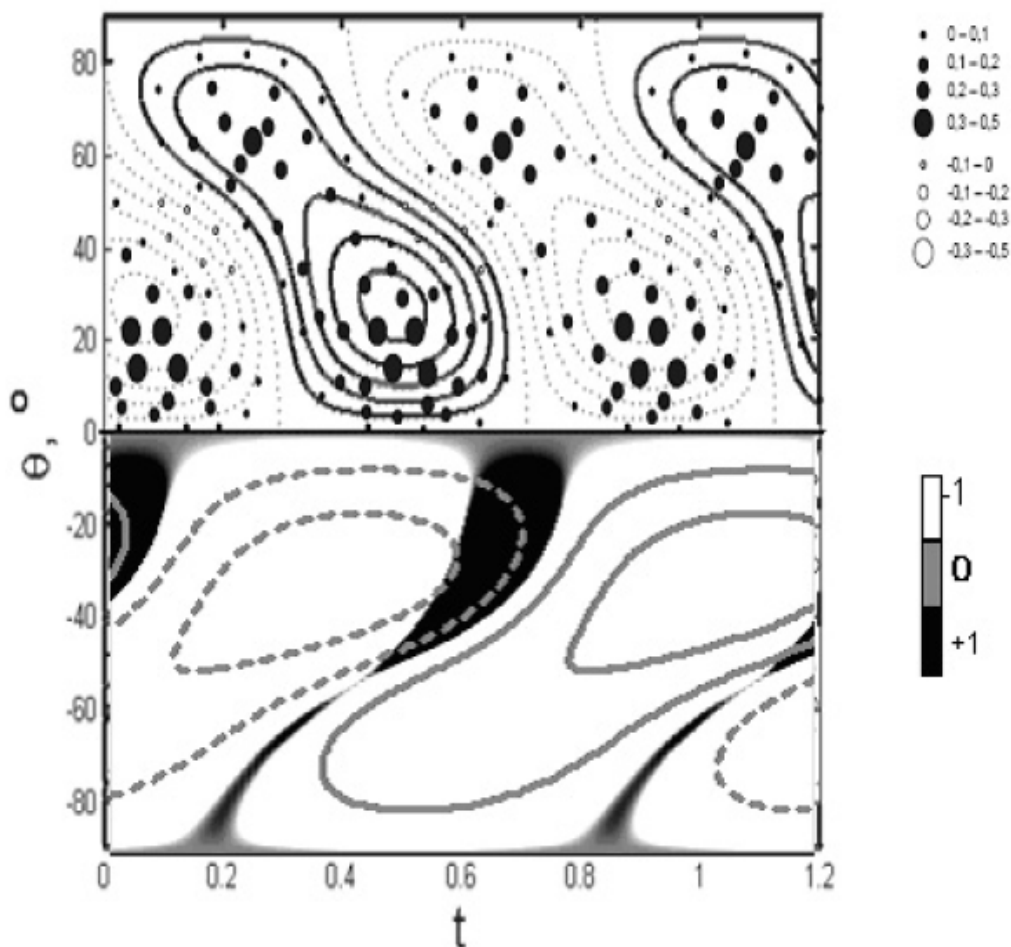


Рис. 1. Баттерфляй-диаграмма в случае умеренно-сильной работы динамо (для области положительных широт) и эффективной работы динамо (для области отрицательных широт).

Мы обнаружили, что распределение спиральности антисимметрично относительно солнечного экватора. В северном полушарии Солнца спиральность в основном положительна, а в южном полушарии - в основном отрицательна. Тороидальное магнитное поле меняет от цикла к циклу свою полярность на противоположную. На баттерфляй-диаграммах заметны области, в которых спиральность имеет знак, "неправильный" для данного полушария. Эти области приурочены к концу цикла, и их форма существенно зависит от меридиональной циркуляции.

Области "неправильного" знака спиральности обнаруживаются в наблюдательных данных о токовой спиральности [11].

Литература

1. *E.N. Parker*, 1955, *Astrophys. J.*, 122, 293.
2. *Ya.B. Zeldovich, A.A. Ruzmaikin, D.D. Sokoloff*, 1983, *Magnetic Fields in Astrophysics*, Gordon and Breach, NY.

3. *H. Zhang, S. Bao*, 1999, *ApJ*. 519, 876.
4. *R. Stepanov, R. Volk, S. Denisov, P. Frick, V. Noskov, J.-F. Pinton*, 2006, *Phys. Rev. E* 73, 046310.
5. *N. Kleeorin, K. Kuzanyan, D. Moss, I. Rogachevskii, D. Sokoloff, H. Zhang*, 2003, *Astron. Astrophys.* 409, 1097, 2003.
6. *Ф. Краузе, К.-Х. Рэдлер*, Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо. – М.: Мир, 1984.
7. *С.И. Брагинский*, 1964, *ЖЭТФ*, 48, 2178.
8. *Х.К. Моффат*, Возбуждение магнитного поля в проводящей среде. – М.: Мир, 1980.
9. *D.D. Sokoloff, S.N. Nefevov, A.A. Ermash, S.A. Lamzin*, *Astroph.* V0806.0746.
10. *Е.П. Попова, М.Ю. Решетняк, Д.Д. Соколов*, Меридиональная циркуляция и распространение динамо-волн, *Астрономический журнал*, №1, 2008, 183-190.
11. *D. Sokoloff, S.D. Bao, N. Kleeorin, D. Moss, I. Rogachevskii, D. Tomin, H. Zhang*, 2006, *Astron. Nachr.* 327, 876.

ВЫБРОСЫ ВЕЩЕСТВА ИЗ СТРИМЕРОВ В МИНИМУМЕ И МАКСИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Порфирьева Г.А., Делоне А.Б., Якунина Г.В.

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

MATTER EJECTIONS FROM STREAMERS DURING MINIMUM AND MAXIMUM OF THE SOLAR ACTIVITY

Porfir'eva G.A., Delone A.B, and Yakunina G.V.

*State Astronomical institute by P.K. Sternberg, Moscow State University, Moscow, Russia,
mailto: galina-porfirieva@yandex.ru*

Abstract

On the base of white-light, EUV and UV observations with the instruments LASCO C2 and C3, EIT and UVCS SOHO a brief review on dynamical and physical properties of coronal streamers is presented. Different events such as “blobs” being elongated plasma outflows from streamer cusps, streamers ejections, material outflows from the cores and legs of streamers are considered. Electronic and kinetic temperatures (T_e and T_k), and electronic densities N_e at different heliocentric distances are demonstrated. Streamer physical and dynamical properties at different phases of the solar activity cycle are analyzed.

Стримеры являются характерными структурами в короне Солнца. Центральная часть стримера (ядро) состоит из замкнутых магнитных силовых линий (МСЛ) и окружена открытыми МСЛ – ногами. Над каспом ноги стримера сближаются, образуя узкий протяженный корональный луч. Стримеры располагаются над нейтральной линией фотосферного магнитного поля (МП) и могут образовываться над активными или спокойными областями. Крупномасштабная структура короны периодически изменяется с 11-летним циклом солнечной активности (СА). В минимуме СА стримеры располагаются на низких широтах вблизи солнечного экватора, образуя пояс стримеров. В максимуме они наблюдаются на любых гелиографических широтах.

В настоящем обзоре представлены результаты наблюдений в белом свете (LASCO C2, C3/SOHO) и далеком ультрафиолете (UVCS/SOHO). Наблюдения на LASCO позволили определить скорости выброса плазмы из стримеров (в проекции на картинную плоскость) на гелиоцентрических расстояниях $2 < r < 25-30 R_s$. По данным UVCS можно определить температуру, электронную плотность N_e и скорости вытекания плазмы на расстояниях $1,3 < r < 4-5 R_s$. В декабре 2002 г. было начато изучение стримеров с целью получения возможно более полных сведений о свойствах плазмы в индивидуальном стримере на разных высотах и сравнения

свойств как активных, так и спокойных стримеров на разных фазах солнечного цикла [Uzzo et al., 2006; Zangrilli et al., 1999].

Наблюдения в белом свете на коронографе LASCO C2, C3/SOHO показали, что стримеры гораздо более динамичны, чем это представлялось раньше. Так из стримеров систематически (несколько событий в день) выбрасываются облака плазмы (“blobs”) даже в периоды минимума солнечной активности [Sheeley et al., 1997; Wang et al., 1998]. Эти облака впервые становятся видимыми на расстояниях $r \sim 3-4 R_s$ и выглядят как вытянутые структуры над стримерными каспами. Их размеры в длину составляют около $1 R_s$, а в ширину порядка $0,1 R_s$.

Интенсивность короны быстро уменьшается с r . Для увеличения контраста применяется специальный метод разностных изображений [Sheeley et al., 1997]. Движущееся образование выглядит при этом как “биполярная” структура, передняя часть которой по отношению к направлению движения выглядит светлой, а задняя – темной [Wang et al., 1998]. Усиление интенсивности происходит в том месте, где увеличилась плотность вещества и наоборот. По разностным изображениям строятся карты: радиальные полосы шириной около 10° по позиционному углу, вырезаемые вдоль оси стримера, выстраиваются вертикально друг за другом во временной последовательности [Sheeley et al., 1999]. На картах вырисовываются треки, состоящие из светло-темных пятен [Wang et al., 2000; Wang et al., 1998]. По этим трекам вычисляются скорости и ускорения движения в проекции на картинную плоскость.

При наблюдениях в далеких УФ-линиях (UVCS/SOHO) определяют скорости вытекания плазмы, усредненные по лучу зрения, учитывая эффект Доплера (Doppler dimming effect).

Особым классом корональных событий представляется выброс стримера, когда в результате пересоединения МСЛ вблизи поверхности Солнца происходит разрыв и отделение стримера с последующим выбросом вещества в межпланетное пространство, нижние МСЛ ретрагируют назад к поверхности Солнца [Sheeley et al., 2007; Sheeley, Wang, 2007; Wang&Sheeley, 2006]. В [Sheeley et al., 2007] на основе наблюдений на LASCO C2 and C3/SOHO и EIT проанализированы события, связанные с выбросом стримера 1-2 июня 2006 г. Пересоединение произошло на $r \sim 1.3-1.4 R_s$. Скорости выброшенной плазмы увеличились от 20 км/с до 500 км/с на $30 R_s$. Максимальное ускорение составляло 12 км/с.

Данные о скоростях вытекания плазмы из стримеров сведены в таблицу, в которой приведены результаты наблюдения в белом свете в годы минимума (1996, 2006 гг.) и УФ-спектральных наблюдений в годы, близкие к минимуму СА (1997 г.), к максимуму СА (2000 г.) и на ветви спада (2003 г.). Не обнаружено заметных отличий динамики плазмы стримеров от фазы солнечной активности. Результаты УФ-спектральных наблюдений и наблюдений в белом свете согласуются между собой.

Таблица. Скорости вытекания плазмы из стримеров.

Дата	Высота, R _{sun}	Скорость, км/с		Ссылки
		V _{нач}	V _{кон}	
24 V 1996	5.0-26	120	350	[Sheeley et al., 1997]
30 X 1996	3.7-20	160	310	[Sheeley et al., 1997]
30 IV 1996	5.0-24	50	360	[Sheeley et al., 1997]
1996 65 bl.	2.5-30	50	350	[Sheeley et al., 1997]
1996 80 bl.	3.5-29	40	360	[Wang et al., 2000]
23-27 IV 1997	2.5-5	20	89	[Strachan et al., 2002]
1-2 VII 2006 str.eje.	1.3-30	20	500	[Sheeley et al., 2007]
X-XI 2000	1.39-30	<50		[Ventura et al., 2005]
28 IV 2003	4-5	42	114	[Uzzo et al., 2007]
09 V 2003	4-5	46	122	[Uzzo et al., 2007]
25 IX 2003	4-5	56	144	[Uzzo et al., 2007]

Анализ профилей линий, получаемых на UVCS/SOHO на расстояниях $r \sim 1.3-5 R_s$ позволяют получить электронную и кинетическую температуры (T_e, T_k), плотность N_e и скорости, усредненные вдоль луча зрения V_{los} . Изучение стримеров в период солнечной активности затруднено из-за более сложной структуры МП короны и эффекта наложения различных корональных образований вдоль луча зрения. Поэтому исследование свойств плазмы в стримерах и окружающих областях, в основном, относится к годам минимума солнечной активности [Noci et al., 1987; Dodero et al., 1998; Ventura et al., 2005 и др.]. В [Ventura et al., 2005] на основе наблюдений на UVCS проанализирован ход интенсивности I (в зависимости от гелиоцентрического расстояния) в стримере и окружающей короне для разных фаз солнечной активности. Наблюдения в линии OVI показали, что на расстояниях от 1.4 до 4.2 R_s интенсивность как в стримере, так и в окружающей среде уменьшается на несколько порядков. Причем, в 1997 г. I в окружающих областях убывает быстрее, чем в стримерах, а в 2000 г. уменьшение интенсивности в стримерах и окружающей короне происходит примерно с одинаковой скоростью. В максимуме СА стримеры вблизи Солнца становятся приблизительно в 4 раза ярче, чем в период минимума. Области вне стримера на расстояниях до 2 R_s уярчаются в 6-8 раз и более чем на порядок на расстояниях 2.5-3.3 R_s .

Температура T_k , определяемая по доплеровской полуширине линии в минимуме СА в стримерах ниже, чем в окружающей короне, эта разница заметно увеличивается с высотой. В максимуме СА T_k в прилегающих областях в ~ 2 раза выше, чем в стримерах, эта разница практически исчезает с высотой. Отношение $T_k(2000)/T_k(1997)$ в окружающих областях короны на расстояниях около 2 $R_s \sim 0.6$ и уменьшается до 0.3-0.4 на 2.5-3.5 R_s . В стримерах $T_k(2000)/T_k(1997)$ мало изменяется с высотой и остается равным

~0.6-0.8 вплоть до $4 R_s$, хотя в некоторых стримерах оно увеличивается до значения 1.2 на $\sim 4 R_s$. В максимуме СА N_e в стримерах в ~ 4 раза выше, чем в минимуме солнечной активности. Отношение $N_e(2000)/N_e(1997)$ быстро уменьшается с высотой с ~ 4 на $\sim 1.8 R_s$ до ~ 1 на $\sim 3.5 R_s$.

Согласно исследованиям, проведенным в [Uzzo et al, 2007; Uzzo et al., 2006; Strachan et al., 2002], электронная температура T_e в стримерах на расстоянии $1.75 R_s$ может изменяться в пределах от 1.5 МК до 1.8 МК, а электронная плотность N_e уменьшается в среднем от 10^7 до 10^5 см^{-3} при увеличении высоты от 1.75 до $5.0 R_s$, что согласуется с результатами, полученными в [Ventura et al., 2005]. В стримерах отношение содержания элементов с низким первым потенциалом ионизации (FIP) к содержанию элементов с высоким FIP порядка 4, что согласуется с величинами, полученными для медленного солнечного ветра [Uzzo et al., 2007; Vemporad et al., 2003].

Итак, на основании данных наблюдения на SOHO скорости изменяются от десятков км/с на гелиоцентрических расстояниях $2.5-3.5 R_s$ до 300-400 км/с на $25-30 R_s$. Не обнаружено зависимости динамики плазмы стримера от фазы солнечной активности. Возможно, некоторая разница в свойствах плазмы (T_k , N_e) в стримерах и окружающей короне на разных фазах солнечного цикла объясняется изменением как глобальной структуры МП короны, так и мелкомасштабного МП на более низких высотах, что приводит к изменению морфологии стримера и его свойств.

Работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 08-0201033.

Литература

- Vemporad A., Poletto G., Suess S. T., et al. Ap. J., 2003, 593, 1146.*
Dodero M. A., et al. Solar Phys., 1998, 183, 77.
Sheeley N. R., Jr., Wang Y.-M., Hawley S.H. et al. Ap. J., 1997, 484, 472.
Sheeley N. R., Jr, et al. J. Geophys. Res., 1999. 104, 24739.
Sheeley N. R., Jr. and Wang Y.-M Ap. J., 2007, 655, 1142.
Sheeley N. R., Jr, Warren H. P., and Wang Y.-M. Ap. J., 2007. 671, 926.
Strachan L., et al. Ap. J., 2002, 571, 1008.
Uzzo M., et al. Ap. J., 2006,. 645, 720.
Uzzo M., Strachan L., and Vourlidas A. Ap. J., 2007,. 671, 912.
Ventura R., Spadaro D., Cimino G., & Romoli M. A&A, 2005, 430, 701.
Wang Y.-M., Sheeley N. R., Jr., Walters J. H., et al. Ap. J., 1998, 498, L65.
Wang Y.-M, et al. J. Geophys. Res. ,2000, 105, 25133.
Wang Y.-M and Sheeley N. R., Jr. Ap. J., 2006, 650, 1172.
Zangrilli L., et al. A&A, 1999, 342, 592.

ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО И МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ В КОРОНАЛЬНЫХ ДЫРАХ

Просовецкий Д.В., Просовецкая Н.А.
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

DEPENDENCE BETWEEN MICROWAVE AND UV EMISSION'S PROPERTIES IN CORONAL HOLES

Prosovetsky D.V., Prosovetskaya N.A.
The Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk

Abstract

In this work the correlation between increased microwave emission at chromospheric level and plasma density in the coronal holes was investigated. As a result of investigation of simultaneous observations by SOHO/EIT, NoRH and SSRT was found that the increased emission at 1.76 cm arises when the plasma density $< 6 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Proportional dependence between microwave brightness temperatures at 1.76 and 5.2 cm arises when the plasma density $< 3 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$. Such correlation indicates that the condition for increased energy dissipation in chromosphere with open configuration of magnetic field is a low plasma density.

Изучение свойств микроволнового излучения корональных дыр (КД) показывает, что на хромосферном уровне в них регистрируются области повышенного энерговыделения. Такое свойство КД наблюдалось на 1.76 см [10, 14, 15], 9.5 мм [12], 8.3 мм [11], 3.5 мм [16]. Были обнаружены области с пропорциональной зависимостью яркостных температур на длинах волн 1.76 и 5.2 см [14] с радиальным расположением в хромосфере и короне [1]. В [3 и 14] указано, что источником дополнительного нагрева может являться поток альфвеновских волн, радиально распространяющийся от фотосферы и диссипирующий в хромосфере. В работах [2, 3, 13] показано, что альфвеновские волны сильно диссипируют в областях с пониженной концентрацией плазмы за счет столкновений ионов.

Значения концентрации плазмы $N_{e,i}$ измеряются по спектральным наблюдениям ультрафиолетового излучения [7, 8]. Для КД в [5] по данным CDS спутника SOHO было получено значение $N_{e,i} = 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. В полярной КД по данным [18] значения концентрации находились в диапазоне от $1.3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ до $7 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, а в [7] концентрация плазмы по данным 4-х корональных линий в различных КД имела значения $2 \times 10^8 - 1 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$. В [9] сообщалось о значениях концентрации плазмы в КД $1.7 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$, а в [17] измерены значения концентрации $3.4 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. Таким образом, по различным измерениям ионные (и электронные) концентрации в корональных дырах варьируют в широком диапазоне от 2×10^7 до $1 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Наблюдения

Мы использовали данные ССРТ и НоРГ для определения параметров микроволнового излучения. Карты распределения радиоярккости на 5.2 см восстанавливались фильтром Винера-Тихонова, предназначенным для радиоизображений протяженных слабоконтрастных образований. Радиокарты на 1.76 см синтезировались из первичных данных НоРГ алгоритмом Koshix с временем интеграции 60 секунд и стандартными параметрами CLEAN. Для определения значений концентрации плазмы мы воспользовались результатом, полученным в [4]. В результате сравнения данных ЕИТ и CDS логарифм ионной концентрации оказался связан с интенсивностью линии Fe XII $\lambda=195\text{\AA}$ как $\lg N_{i,e} = 8.34 + 0.509 \cdot \lg I_{\text{EIT}}$. $N_{i,e} \geq 2.2 \cdot 10^8$, что ограничивает применимость данного метода. Данные ЕИТ [6] калибровались *Solar soft* с использованием калибровочной БД инструмента.

Результаты

Среднеширотная КД 22/04/1998 г. (рис. 1) детально изучалась в работе [14]. В [14] были описаны области с пропорциональной зависимостью между яркостными температурами на длинах волн 5.2 см (рис. 1а) и 1.76 см (рис. 1б). По данным ЕИТ нами были определены значения концентрации. Контур, соответствующий значению $6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, совпал с границами КД в ультрафиолетовом излучении. Значениям концентрации между $5 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ и $3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ соответствует диффузная составляющая излучения на 1.76 см. Областям пропорциональной зависимости (см. [14]) соответствует концентрация $< 3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. Компактным источникам на 1.76 см не соответствуют особенности распределения концентрации плазмы.

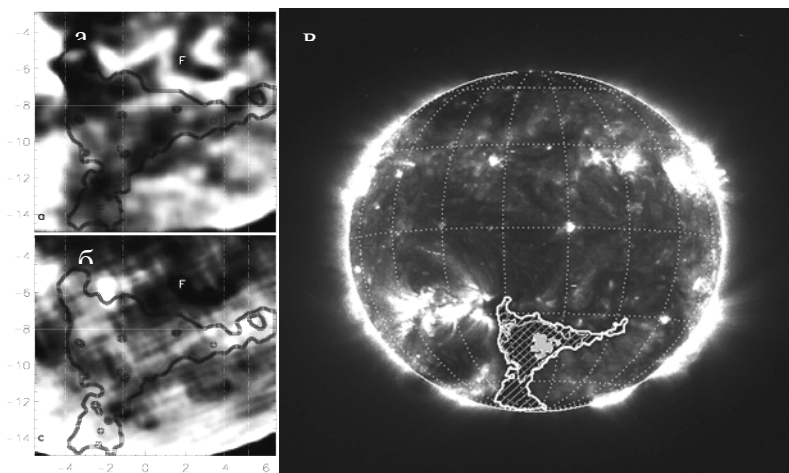


Рис. 1. Микроволновое и ультрафиолетовое излучение корональной дыры 22/04/1998 г. а) ССРТ, 5.2 см б) НоРГ, 1.76 см; в) SOHO ЕИТ, Fe XII $\lambda=195\text{\AA}$. Контурсы на рисунке (в) соответствуют значениям $N_{e,i}=6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ (внешний контур), $5 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ (контур с клетчатой штриховкой внутри), $3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ (контур вокруг закрашенных областей).

Излучение КД 18/10/2007 г. на 1.76 см не имеет диффузной компоненты. Значения концентрации внутри КД близки к $6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. Исключения

составляют участки в юго-западной части КД, где наблюдалась пропорциональная зависимость между температурами на 5.2 и 1.76 см.

В КД 19/09/2007 г. (рис. 2) на большей ее части не наблюдается повышенный уровень излучения на 1.76 см, а на 5.2 см КД не различима как область пониженных яркостных температур. На границах КД значения концентрации составили $8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. Небольшой области повышенного радиоизлучения внутри КД соответствуют значения концентрации $6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.

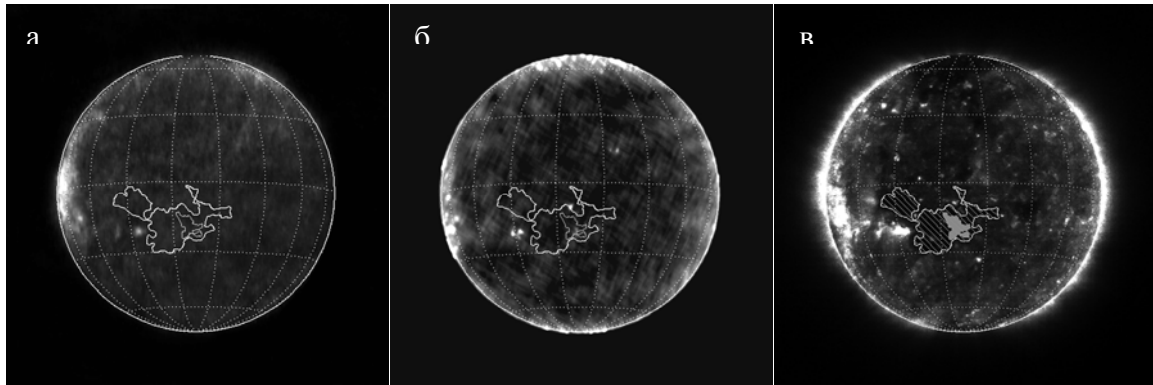


Рис. 2. Корональная дыра 19/09/2007 г. Микроволновое излучение областей, соответствующих положению корональной дыры в УФ-излучении (в), для длин волн 5.2 и 1.76 см показано на рисунках (а) и (б) соответственно. Внешний контур на рисунках соответствует $N_{e,i} = 8 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. Область наименьшей концентрации $N_{e,i} < 6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$ закрашена на панели (в) и показана контурами внутри КД на панелях (а) и (б).

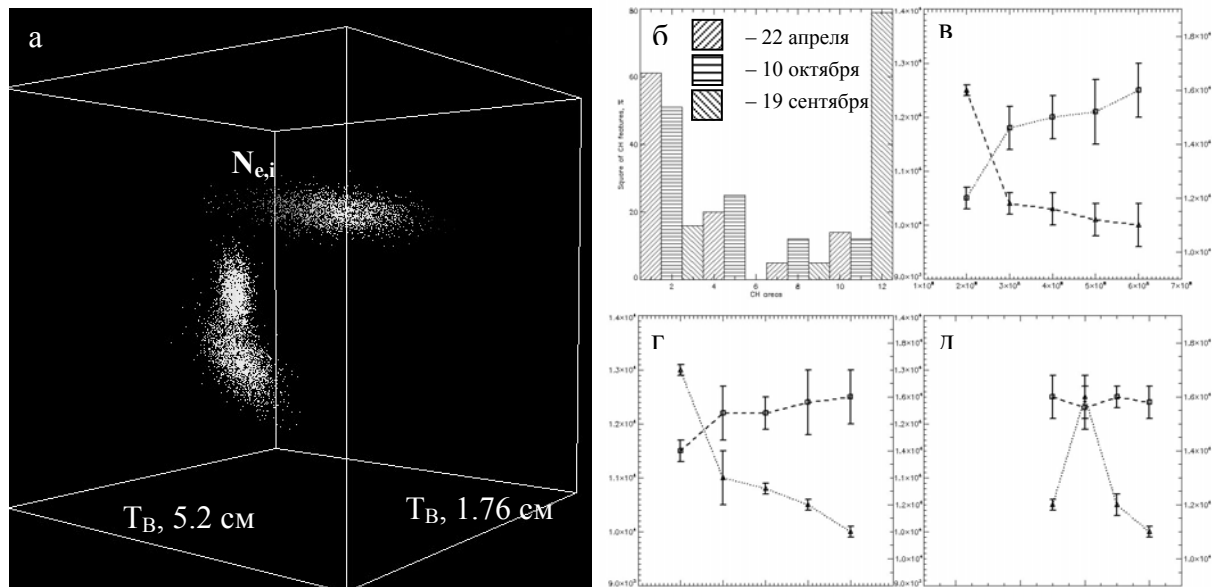


Рис. 3. а) Распределение $N_{e,i}$ в КД в зависимости от яркостных температур на 5.2 и 1.76 см; б) площади, занимаемые диффузной, пропорциональной и компактной компонентами радиоизлучения на 1.76 см для 4 корональных дыр; в, г, д) зависимости между концентрацией и яркостными температурами на 1.76 см (линия из точек) и 5.2 см (пунктир) для КД 22/04/1998 (в), 18/10/1998 (г) и 19/09/1998 (д).

На рис. 3а показана диаграмма распределения концентрации плазмы для КД в зависимости от яркостных температур на двух длинах волн. Три составляющих радиоизлучения КД (диффузная, с пропорциональными яр-

костными температурами и компактные яркие объекты на 1.76 см) на диаграмме выделяются как разные классы объектов. Компактные яркие источники на 1.76 см выделяются в отдельный класс (верхняя группа точек). Природа этих объектов обсуждалась, например, в работе [1].

На рис. 3б показан процент площади КД, занимаемой тремя компонентами радиоизлучения для 3 дней наблюдений. На рис. 3в, 3г и 3д показана зависимость между концентрацией (точки в 5 категориях в диапазоне $2-6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$) и яркостными температурами в областях с диффузной и пропорциональной составляющими. Вертикальными линиями показан разброс яркостных температур в КД. Для наблюдений КД 22/04/1998 г. и 18/10/2007 г. зависимости сходны. Медленное изменение яркостных температур в диапазоне концентраций $3-6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, связанных с диффузной составляющей, сменяется быстрым изменением температур в диапазоне концентраций $2-3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$, соответствующих пропорциональной составляющей радиоизлучения. По-другому выглядит зависимость 19/09/2007 г. в области с повышенной яркостной температурой на 1.76 см. Яркостные температуры на 5.2 см соответствуют фоновым значениям, а пик излучения на 1.76 см приходится на значения концентрации $6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Выводы

- Выделение энергии в КД на хромосферном уровне зависит от значений концентрации плазмы.
- На 1.76 и 5.2 см КД становятся видимыми при $N_{i,e} \leq 6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.
- Пропорциональная зависимость между яркостными температурами возникает при концентрации плазмы меньше $3 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.
- Компактные яркие источники в КД на 1.76 см являются особым классом объектов. Возможно, они не являются частью атмосферы КД.

Литература

1. Максимов В.П., Просовецкий Д.В. и др. // Солнечно-земная физ., Вып. 9, с. 60.
2. Просовецкий Д.В. и др. // Тр. XI Пулковской межд. конф. - СПб, 2007, С. 313.
3. Aihua Z., Daxiong F., Jianmin W. et al. // Adv. Space Res., 1989, 9, No 4, P. 33.
4. Brosius J.W., Landi E. et al. // ApJ, -2002, 574, P. 453.
5. Curdt, W., Landi, E., & Feldman, U. // A&A, 2004, P. 427, 1045.
6. Delaboudiniere J.-P., Artzner G. E., Brunard J. et al. // Solar Physics, 1995, 162.
7. Dwivedi B.N. // Sol. Ph., 1989, 124, P. 185.
8. Gabriel A.H., Jordan C. // 1972, in E. McDaniel M.C. McDowel, Case studies in atomic collision physics. North Holland Publ. Co., Vol. II, P. 210.
9. Koutchmy S. // Sol. Ph., 1977, 51, P. 399.
10. Krissinel B.B., Grechnev V.V., Prosovetsky D.V. et al. // PASJ, 2000, 52, P. 909.
11. Kosugi T., Ishiguro M., Shibasaki K. // PASJ, 1986, 38, P. 1.
12. Kundu M., McCullough T. // Sol. Ph., 1972, 24, P. 133.
13. Li X.Q., Zhenda Z., Zhang Y. // Sol. Ph., 1984, 91, P. 289.
14. Maksimov V.P., Prosovetsky D.V. et al. // PASJ, 2006, 58, No.1, P. 1.
15. Moran T., Gopalswamy N. et al. // A&A, 2001, 378, P. 1037.
16. Pohjolainen S. // A&A, 2000, 361, P. 349.
17. Vernazza J.E., Mason S.E. // ApJ, 1978, 226, P. 720.
18. Wilhelm K. // A&A, 2006, 455, P. 697.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МАГНИТНОЙ ЛОВУШКЕ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ФОККЕРА-ПЛАНКА

Пятаков Н.П.^{1,2}, Горбиков С.П.², Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский университет*

²*ФГНУ НИРФИ*

MODELING THE DYNAMICS OF ENERGETIC ELECTRONS IN A MAGNETIC TRAP ON BASE OF FOKKER-PLANCK EQUATION

Pyatakov N.P.^{1,2}, Gorbikov S.P.², Melnikov V.F.²

¹*Lobachevskii State University of Nizhny Novgorod*

²*Radiophysical Research Institute*

Abstract

The algorithm for the numerical solution of the non-stationary Fokker–Planck equation describing evolution of distribution of accelerated electrons in a magnetic trap of a solar flare loop is suggested. This algorithm is based on application of the finite-difference method and the method of splitting. Computational modeling of distributions middle-relativistic electrons on a pitch-angle, energy and to distance from the centre of a magnetic trap is carried out. The case which takes into account a presence of magnetic mirroring and Coulomb collisions, reducing to pitch-angle scattering and energy loss was considered only [1]. Various types of injection are considered: the anisotropic and isotropic, at the centre and in the loop footpoint, etc. Comparison of distributions for a case when the background plasma density is constant and when it increases to the footpoints is considered. It was possible to increase accuracy of a solution and to reduce computation time in comparison with the algorithm suggested in [2]. It has allowed to realize computations for the greater duration of process and to consider some cases of injection which were not considered in [1] and [2].

В последнее время с появлением наблюдательной техники с высоким пространственным, временным и спектральным разрешением в радиоастрономии стала актуальной проблема формирования анизотропных распределений электронов во вспышечных магнитных петлях. К настоящему времени получен ряд наблюдательных свидетельств существования различных анизотропных распределений [1, 2]. Разные типы анизотропии по-разному отражаются на характеристиках микроволнового излучения вспышечной петли [3].

Если распределение заряженных частиц в солнечной петле известно, то по нему можно вычислить распределение радиояркости, которое можно сравнить с реально наблюдаемым радиоизлучением. Это в итоге позволит получить информацию о процессах инжектирования и ускорения частиц во время солнечных вспышек и сделать выбор между уже существующими теориями таких процессов.

Одним из методов анализа динамики распределения заряженных частиц является метод, использующий кинетическое уравнение в форме Фоккера-Планка. Уравнение Фоккера-Планка позволяет учитывать множество факторов и явлений, которые заставляют распределение частиц изменяться: комптоновское и кулоновское рассеяние, отражение от магнитных пробок, взаимодействия волна-частица, синхротронное излучение, неоднородность фоновой плазмы, различные конфигурации магнитного поля и другие. В данной работе рассматривается наиболее простой случай уравнения Фоккера-Планка, учитывающий только явление отражения от магнитных пробок и наличие кулоновских столкновений, приводящих к рассеиванию по питч-углу и потерям энергии. Исследуемое уравнение имеет вид [4]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -c\beta\mu \frac{\partial f}{\partial s} + c\beta \frac{2s}{\sigma_0^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{2} f \right] + \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right) + \frac{c}{\lambda_0} \frac{1}{\beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right] + S(E, \mu, s, t), \quad (1)$$

где $f = f(E, \mu, s, t)$ – функция плотности, E – энергия (в $m_e c^2$), μ – косинус питч-угла, s – расстояние вдоль петли (в см), t – время (в сек), $\lambda_0(s) = 10^{24} \text{ см} / (n(s) \ln A)$, $n(s)$ – плотность фоновой плазмы (в см^{-3}), $\ln A = 20$, $c = 3 \cdot 10^{10} \text{ см}$, $\gamma = E+1$, $\beta = (E(E+2))^{1/2} / (E+1)$, $S(E, \mu, s, t)$ – функция инжекции.

В работе предложен алгоритм численного решения кинетического уравнения (1). Алгоритм основан на применении метода конечных разностей и метода расщепления. В отличие от алгоритма, предложенного в [4], где при решении рассматривается только полпетли, в этой работе рассматривается вся петля. Это, в частности, позволяет применять предложенный алгоритм для большей длительности происходящих в петле процессов. В сравнении с алгоритмом, предложенным в [5], данный алгоритм обладает большей точностью при меньших временных затратах.

Используя метод расщепления, разностная схема писалась не для уравнения (1), а для пяти более простых уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} &= -\mu c \beta \frac{\partial f}{\partial s}, \quad \frac{\partial f}{\partial t} = c \beta \frac{2s}{\sigma_0^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{2} f \right], \quad \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{c}{\lambda_0} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta} \right), \\ \frac{\partial f}{\partial t} &= \frac{c}{\lambda_0} \frac{1}{\beta^3 \gamma^2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1-\mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right], \quad \frac{\partial f}{\partial t} = S(E, \mu, s, t). \end{aligned} \quad (2)$$

Программа для численного решения разностной задачи была реализована на языке программирования Fortran, визуализация и сравнительный анализ полученных данных производились на языке IDL.

Был осуществлён ряд моделирований динамики распределений электронов при различных типах инжекции. Общий вид используемой функции инжекции был представлен в виде:

$$S(E, \mu, s, t) = S_1(E) S_2(\mu) S_3(s) S_4(t), \quad (3)$$

где $S_1(E) = (E/E_0)^{-\delta}$, $S_2(\mu) = S_{20} \exp(-(\mu - \mu_1)^2 / \mu_0^2)$, $S_3(s) = S_{30} \exp(-(s - s_1)^2 / s_0^2)$, $S_4(t) = S_{40} \exp[-(t - t_1)^2 / t_0^2]$. $S_{20}, S_{30}, S_{40}, E_0, \delta, \mu_1, \mu_0, s_1, s_0, t_1, t_0$ – константы.

Рассмотрены следующие варианты инъекции: а) изотропная инъекция в центре, в основании или однородно вдоль всей петли; б) анизотропная инъекция вдоль или поперёк магнитного поля в центре, в основании или однородно вдоль всей петли. При расчётах также менялась длительность инъекции, плотность фоновой плазмы, пробочное отношение в магнитной ловушке. Рассматривались случаи однородной и неоднородной (растущей к основаниям петли) плотности фоновой плазмы. На основании проведённых расчетов показаны отличия распределений электронов в ловушке для разных типов инъекции.

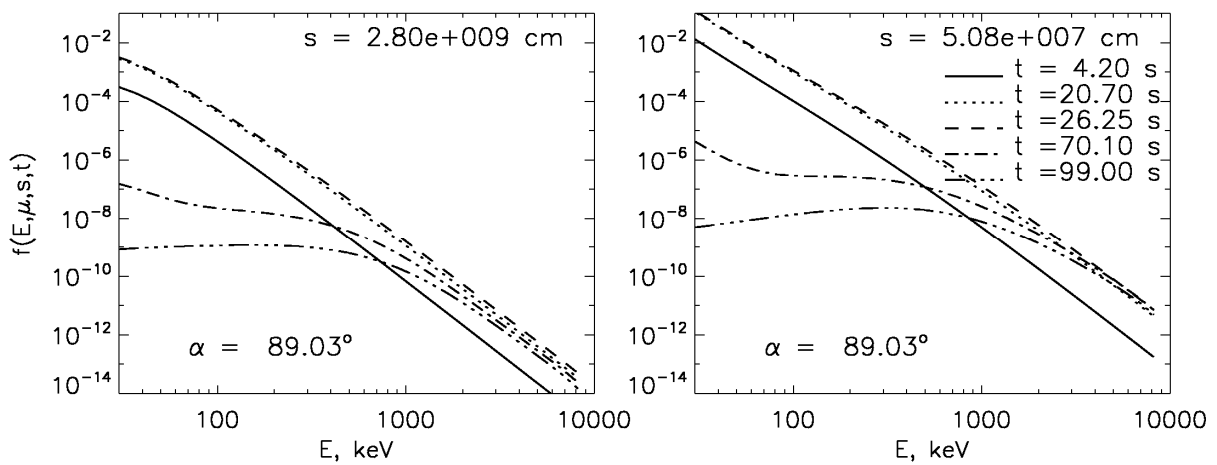


Рис. 1.

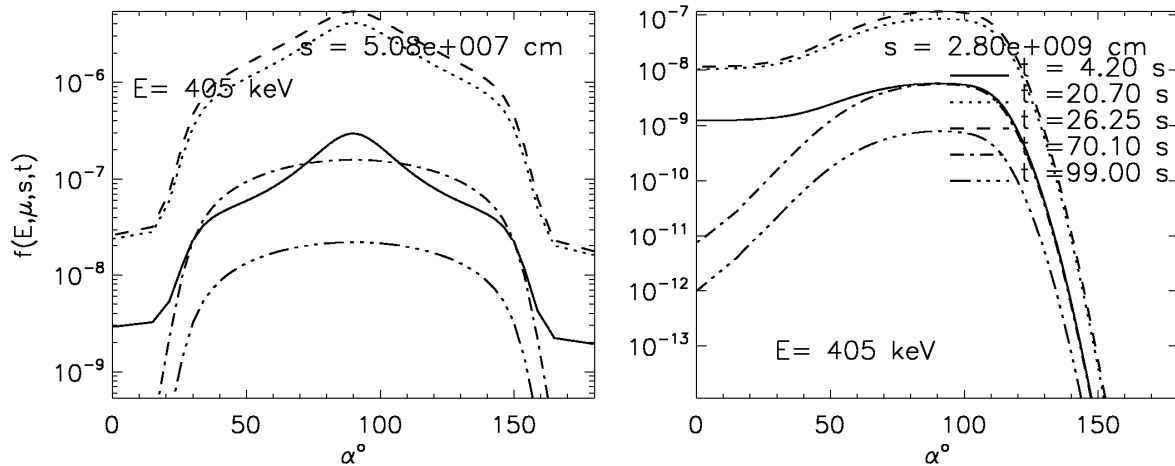


Рис. 2.

В данной статье, для иллюстрации, из всех проводимых расчётов представлены лишь два. На рис. 1 и рис. 2 приведённые графики соответствуют изотропной инъекции в центре петли. Из графиков на рис.1 видно наличие сильного уплощения энергетического спектра в области низко- и среднеэнергичных электронов на фазе спада (две штрих-пунктирные ли-

нии). Это уплощение происходит как в центре петли (рис. слева), так и вблизи основания (рис. справа). Наличие такого завала объясняется тем, что для низкоэнергичных частиц потери энергии из-за кулоновских столкновений выше, чем для высокоэнергичных частиц.

В распределении по питч-углу (Рис. 2) на фазе спада инжекции наблюдается уплощение распределения в вершине петли (рис слева) (две штрихпунктирные линии). Это объясняется кулоновским питч-угловым частиц. В основаниях петли (рис. справа) отсутствует такое уплощение, что объясняется большим конусом потерь.

Аналитическое исследование полученной разностной схемы является весьма сложной задачей, поэтому основная проверка схемы производилась по результатам численного расчета на основе написанной программы. А именно, было осуществлено сравнение численных решений с некоторыми известными аналитическими решениями упрощенных вариантов уравнения (1), сравнение с известным аналитическим решением при специально подобранной функции инжекции, анализ поведения решения на сгущающейся сетке.

Найденные в результате работы отличия распределений электронов в ловушке для разных типов инжекции могут быть полезны для диагностики характеристик потоков ускоренных электронов в солнечных вспышечных петлях.

Литература

1. *Melnikov V.F., Shibasaki K., Reznikova V.E.* // *ApJ*. 2002. V.580. P.L185.
2. *Altyntsev A.T., Fleishman G.D., Huang G.-L., and Melnikov V.F.* // *ApJ* 2008, V.677, P.1367
3. *Fleishman G.D., Melnikov V.F.* // *ApJ*, 2003, V. 587, p. 823
4. *Hamilton R., Lu E.T., Petrosian V.* // *ApJ* 1990. V.354.P.726.
5. *Горбиков С.П., Мельников В.Ф.* // *Математическое моделирование*. 2007. Т.19, №2. С.112.

**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ
НА ОСНОВЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА
ПОСРЕДСТВОМ НЕЛИНЕЙНОГО РЕГРЕССИОННОГО АНАЛИЗА**

Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А.
*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН
194021 С.-Петербург, Политехническая 26
E-Mail: pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru*

**PREDICTION OF WOLF SUNSPOT NUMBERS
BY THE METHOD OF
NONLINEAR FREQUENCY-TIME REGRESSION ANALYSIS**

Pyatigorsky A.G., Pyatigorsky G.A.
*Ioffe Physico-Technical Institute, Politekhnicheskaya 26,
St.-Petersburg, Russia, 194021,
E-Mail: pga.crlab@pop.ioffe.rssi.ru*

Abstract

Results of the Wolf sunspot numbers prediction by the method of the nonlinear frequency-time regression analysis are reported. Two mathematical models for extrapolation of Wolf sunspot numbers are considered.

Необходимость в данной работе была вызвана неожиданно хорошим соответствием между предсказанием работы [1], выполненной авторами в 2003 году, и реальными данными чисел Вольфа за последние 10 лет наблюдений [2]. Особый интерес этот результат представляет в свете того, что модель 2003 года (см. 1,2) вообще не предназначалась для целей прогноза.

В [1] исследовался сглаженный ряд среднемесячных чисел Вольфа [2] в частотно-временной области с периодами свыше 0.7 года посредством авторской процедуры регрессионного частотно-временного анализа. При этом было получено разложение исследуемого ряда на сумму 229 волновых пакетов постоянной частоты и фазы с огибающей, описываемой положительной полусинусоидой в области существования пакета. Метод позволял восстанавливать периоды несущих (P), амплитуды огибающих (A), фазы несущих (F), а также времена начал существования (t_{\min}) и окончаний существования (t_{\max}) каждого из волновых пакетов, входящих в разложение.

Нахождение параметров модели (M) производилось посредством процедуры нелинейной минимизации задачи метода наименьших квадратов (МНК). В качестве рабочей функции использовался квадрат невязки модели (2) относительно ряда чисел Вольфа с вычтенным средним.

$$W_j(t) = \begin{cases} A_j \sin\left(\frac{2\pi}{P_j} t + F_j\right) \cos\left(\frac{\pi}{2} \frac{t - (t_j^{\max} + t_j^{\min})/2}{(t_j^{\max} - t_j^{\min})/2}\right), & t \in [t_j^{\min}; t_j^{\max}] \\ 0, & t \notin [t_j^{\min}; t_j^{\max}] \end{cases} \quad (1)$$

$$M(t) = \sum W_j(t) \quad (2)$$

Используя данные о полученных волновых пакетах, была предпринята попытка прогноза солнечной активности (рис. 1). Заметим, что данные для модели (1,2) заканчивались в 1998 году. На рисунке 1 отчётливо наблюдаются осцилляции модели в период 1998-2008 годов, обусловленные окончанием существования ряда волновых пакетов. В то же время сглаженный ряд чисел Вольфа практически является верхней огибающей для модели. На рисунке 2 показана тенденция ряда чисел Вольфа при использовании той же модели для далёкой экстраполяции. Согласно полученным результатам, к 2080-2120 годам следует ожидать существенное увеличение солнечной активности.

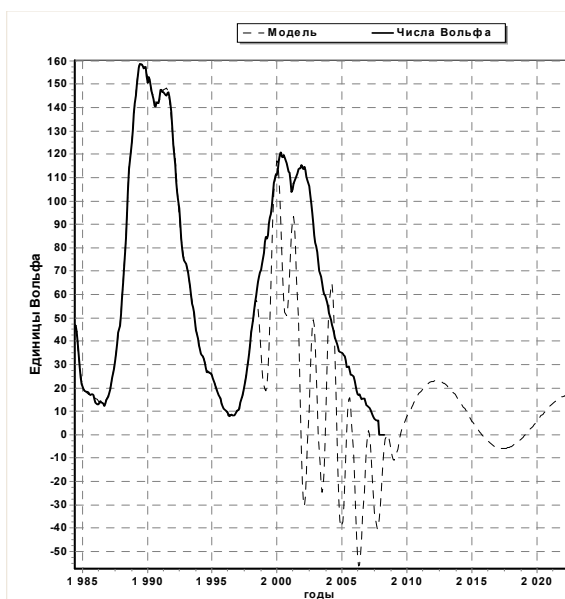


Рис.1. Предсказание по модели 2003 года и сглаженные числа Вольфа.

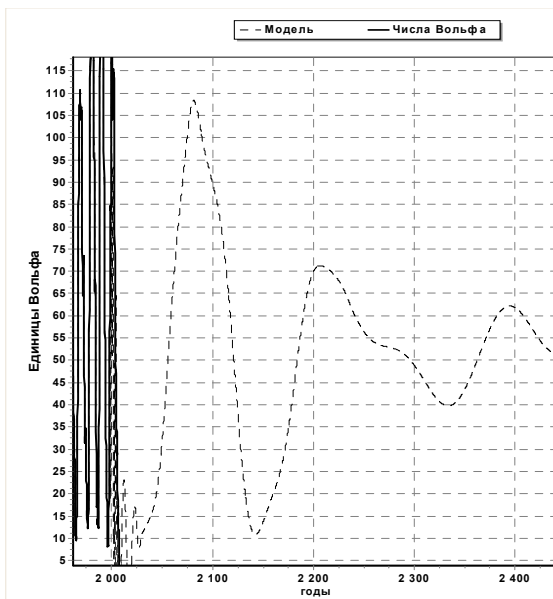


Рис.2. Предсказание по модели 2003 года и сглаженные числа Вольфа.

Рис. 1 и 2. Предсказание солнечной активности по модели (1, 2) и данными 1749-1998 годов.

Для более адекватного описания волновых пакетов в течение 2007-2008 годов для целей прогнозирования солнечной активности авторами было разработано несколько десятков моделей, наиболее адекватной из которых к настоящему времени оказалась модель (3,4). Основным отличием этой модели от модели 2003 года является наличие в ней параметра асимметрии K , отвечающего за соотношение скоростей нарастания и спада огибающей, а также бесконечная протяжённость во времени каждого из вол-

новых пакетов. Данная модель представляется авторам более реалистичной, поскольку позволяет лучше подстраивать модели волновых пакетов под реальные данные.

$$A_j(t) = A_{0j} \exp \left\{ -\mu_j^2 \left(1 + \frac{K_j \mu_j}{\sqrt{1 + \mu_j^2}} \right)^2 \right\}, t \in [-\infty; +\infty]; \mu_j = \frac{(t - tc_j)}{\Delta t_j} \quad (3)$$

$$M(t) = \sum_{j=1}^n A_j(t) \sin \left(\frac{2\pi}{P_j} t + F_j \right) \quad (4)$$

Здесь: A_0 – амплитуда огибающей волнового пакета в его центре; tc – время центра волнового пакета; Δt – «полуширина» волнового пакета; F – фаза несущей частоты; P – период несущей частоты.

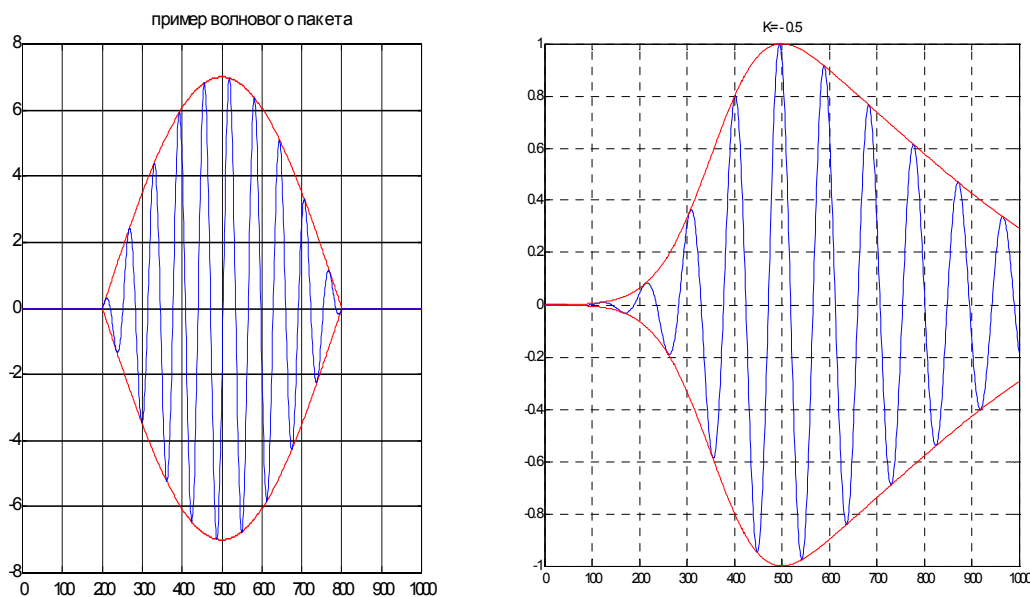


Рис. 3. Типичный вид волнового пакета с огибающей.
Слева – для модели 2003 года; *справа* – для модели 2008 года.

Для апробации модели (3,4) использовались **не сглаженные** средне-месячные числа Вольфа. Минимальное количество волновых пакетов, более или менее корректно аппроксимирующих ряд Вольфа, было равно 49. При таком количестве волновых пакетов, модель существенно больше походила на сглаженный ряд Вольфа.

На рисунке 4 показана полученная аппроксимация с 49 волновыми пакетами по модели (3,4) при использовании данных за 1749-2008 годы. Во временном интервале, соответствующем режиму аппроксимации (т.е. внутри окна данных), модель ведёт себя достаточно уверенно. Максимальные отклонения от сглаженного ряда Вольфа не превышают 5-10 единиц. В то же время, в режиме предсказания, модель показывает на следующий цикл солнечный активности аномально низкие значения индекса Вольфа с максимумом в пределах 30-70 единиц. Для последующих – аномально высокие результаты с увеличением солнечной активности в 1,5-2,5 раза на

интервале предсказаний 100-150 лет, что вряд ли соответствует будущей реальности.

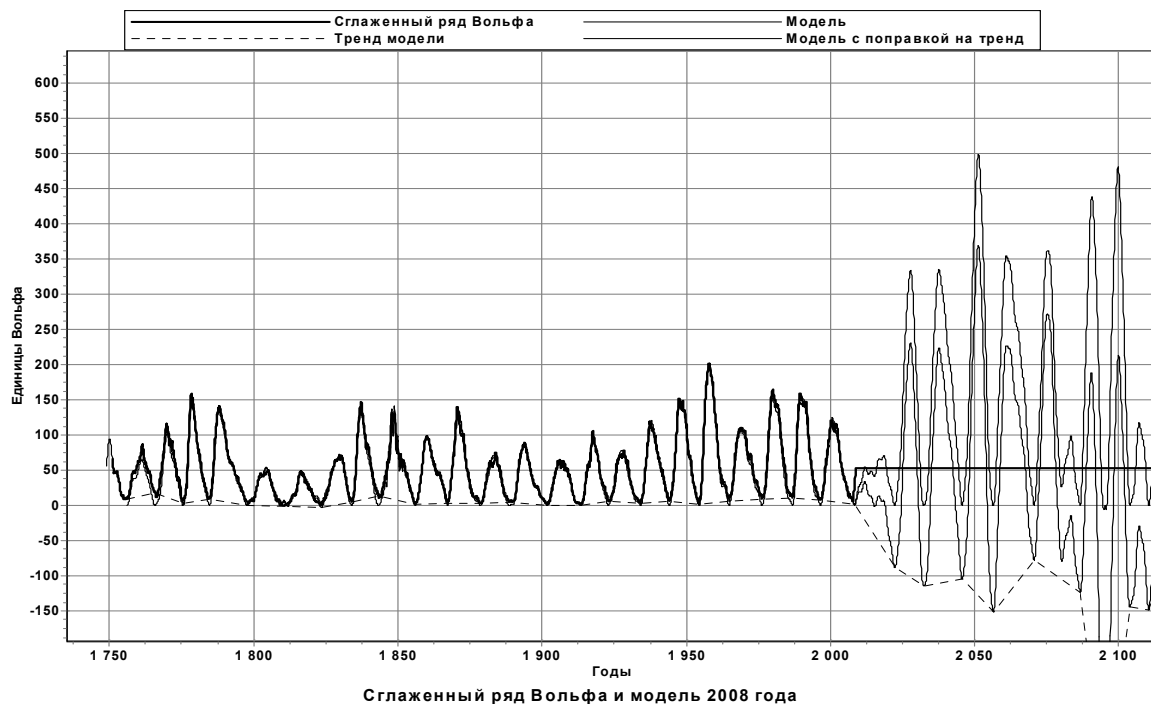


Рис. 4. Аппроксимация и экстраполяция по модели (3,4).

Заключение

Авторы не считают работу по модели 2008 года законченной, поскольку оптимизация числа волновых пакетов не проводилась, поэтому, полученные результаты являются исключительно предварительными. В то же время, модель 2008 года (3,4) представляется крайне перспективной как для аппроксимации, так и для экстраполяции.

Литература

1. А.Г. Пятигорский, Г.А. Пятигорский // Завершающие результаты обработки ряда чисел Вольфа месячного разрешения с 1949 по 1998 годы посредством обобщённого регрессионного частотно-временного анализа. В трудах конференции «Климатические и экологические аспекты солнечной активности» 7-11 июля 2003 года. ГАО РАН. Санкт-Петербург. С. 383-388.
2. Интернет-сайт Sunspot Index Data Center <http://sidc.oma.be/index.php3>

ВАРИАЦИИ КЛИМАТА НА ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ ДО СОТЕН МИЛЛИОНОВ ЛЕТ И ИХ СВЯЗЬ С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

**Распопов О.М.^{1,3}, Дергачев В.А.², Огурцов М.Г.^{2,4}, Дмитриев² П.Б.,
Баткова Л.А.¹, Благовещенская Е.Э.¹, Козырева О.В.⁵**

¹СПбФ ИЗМИРАН, С.-Петербург, Россия

²ФТИ им. А.И. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

³Полярный геофизический институт КНЦ РАН, Мурманск, Россия

⁴Главная (Пулковская) обсерватория РАН, С.-Петербург, 196140, Россия

⁵Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

CLIMATE CHANGE AT TIME SCALES TO HUNDREDS OF MILLIONS OF YEARS AND ITS RELATION WITH SOLAR ACTIVITY

**Raspopov O.M.^{1,3}, Dergachev V.A.², Ogurtsov M.G.^{2,4}, Dmitriev P.B.²,
Batkova L.A.¹, Blagoveschensraya E.E.¹, Kozyreva O.V.⁵**

¹SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia

²Ioffe Phisico-Technical Institute of RAS, St.-Petersburg, Russia

³Polar Geophysical Institute of KolaSC of RAS, Murmansk, Russia

⁴Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St.-Petersburg, Russia

⁵Institute of Physics of the Earth of RAS, Moscow, Russia

Abstract

Unique palaeoclimatic data with annual time resolution (tree ring widths, annual deposits of varves) are analyzed with the aim of revealing periodicities in climatic processes at time scales from tens of thousands to hundreds of millions of years. The climatic periodicities thus found are compared with the solar and climatic periodicities observed at present.

1. Введение

В настоящее время собраны палеоклиматические данные с годичным временным разрешением. Как правило, эти данные относятся к временному интервалу до 10-20 тысяч лет назад. Однако имеются уникальные палеоклиматические данные с указанным временным разрешением, отражающие климатические изменения на более древних временных интервалах до сотен миллионов лет назад. Так, в Чили были обнаружены погребенные деревья, возраст которых составляет порядка 50 тысяч лет [1]. В ряде случаев произраставшие миллионы лет назад и окаменевшие ныне деревья достаточно четко сохраняют свою внутреннюю структуру, что позволяет определить их ежегодный прирост. Примером такого окаменевшего дерева является ель Дугласа, представленная в экспозиции в Музее естественной истории в Вашингтоне (США). Возраст этого дерева оценивается в 12 миллионов лет. Уникальные по четкости своей структуры являются ленточные глины из Permian Castle Formation из Западного Техаса (США) [2]. Возраст глин – около 250 миллионов лет. Обработка керна из этих ленточных глин позволила выделить участок протяженностью поряд-

ка 800 лет, на котором также реализуется погодичное временное разрешение. В рамках настоящей работы названные три вида палеоклиматических данных были подвергнуты спектральному, а также вейвлет анализу с целью выявления периодичностей в климатических изменениях в прошлом. Полученные данные были сопоставлены с периодичностями солнечной активности, а также периодичностями климатических изменений в настоящее время, что и является целью настоящей работы.

2. Климатические вариации около 250 миллионов лет назад

На рис. 1а представлена карта конфигурации континентов в пермский

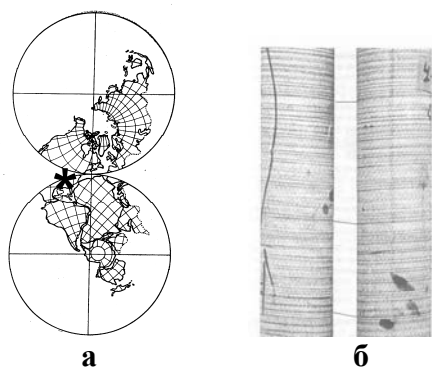


Рис. 1.

период [3], на которой звездочкой указано местоположение отбора кернов ленточных глин, относящихся к Permian Castle Formation. В то время оно располагалось в приэкваториальных широтах, а в настоящее время – в Западном Техасе (США). На рис. 1б показаны образцы кернов ленточных глин, в которых четко прослеживается погодичная структура. На рис. 2а представлены вариации толщины рассматриваемых глин за 800-летний временной интервал. Визуально видно, что имеет место ~200-летняя периодичность, которая модулирует амплитуду сигналов, имеющих другую периодичность. На рис. 2 б,в показаны результаты вейвлет анализа (базис Морле) вариаций годовых слоев ленточных глин в диапазоне периодов от 50 до 300 и от 10 до 50 лет.

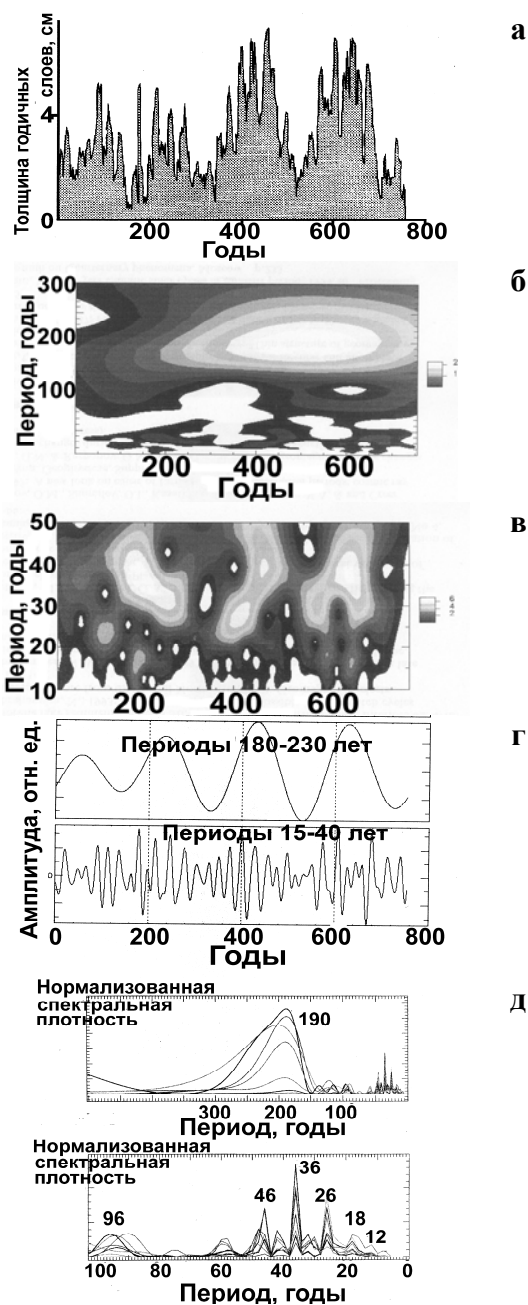


Рис. 2.

Результаты анализа свидетельствуют о мощном сигнале с квазидвухсотлетним периодом, который можно отождествить с воздействием de Vries цикличности солнечной активности на климатические параметры. Из рис. 2в следует, что ~200-летняя цикличность модулирует амплитуду сигналов с периодом 20-40 лет. Этот факт подтверждается результатами фильтрации исходного сигнала в диапазоне периодов 180-230 и 15-40 лет, которые представлены на рис. 2г. Таким образом, воздействие ~200-летней солнечной цикличности было столь велико, что оно определяло как 200-летнюю периодичность климатических процессов, так и модулировало протекание климатических процессов с другой периодичностью.

Для выявления скрытых периодичностей в исходных данных вариаций годовых слоев ленточных глин был использован метод, разработанный Дмитриевым и др. [4] на основе метода построения выборочной оценки нормированной спектральной плотности [5]. Полученные периодограммы представлены на рис. 2д. Как видно из рисунка в климатических изменениях четко прослеживается периодичности, которые отмечаются и в настоящее время. Помимо ~200-летней периодичности с солнечным воздействием могут быть связаны климатические колебания с периодом 96 лет (Gleissberg цикл), 26 лет (цикл Hale) и 12 лет (цикл Schwabe). В то же время период в 18 лет может быть привязан к лунному циклу (Saros цикл). Цикличность около 46 лет наблюдается и в современном климате, и она может быть второй гармоникой Gleissberg цикла. Цикличность в 36 лет имеем близкую периодичность и в современном климате, и носит название цикла Брикнера. В работе Распопов и др. [6] высказано предположение, что цикличность Брикнера также связана с солнечным воздействием: эта периодичность близка к комбинационной частоте Gleissberg и Hale цикличности. Полученные в настоящей работе данные и модуляции 20-40-летних колебаний ~200-летней солнечной цикличностью указывает в пользу этого предположения. Подчеркнем лишь, что полученные в настоящей работе данные указывают на то, что в пермский период отклик процессов в атмосфере на воздействие солнечной активности было более интенсивным, чем в настоящее время.

3. Климатические вариации около 12 миллионов лет назад

В Музее естественной истории в Вашингтоне (США) экспонируется срез окаменевшего дерева – ели Дугласа. Возраст представленного образца – 12 миллионов лет (эпоха среднего миоцена -16-11 млн. лет назад). Окаменевшее дерево было найдено в штате Вашингтон, США (120° W, 47°N). Конфигурация континентов в эпоху среднего миоцена была уже более близкой к современной. Однако еще не произошло соединение Южной и Северной Америк, Африканского континента с Евразией, а также разделение Северной Америки и Евразии. Тем самым, структура океанических те-

чений не соответствовала современной, что должно было сказываться и на внутренних атмосферных процессах.

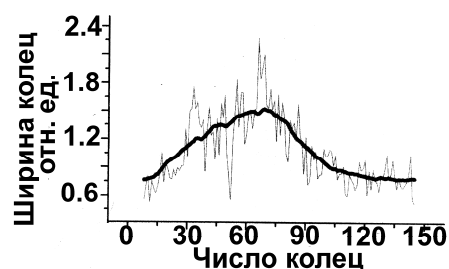


Рис. 3.

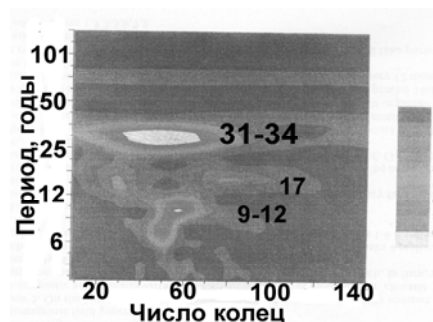
По данным измерений концентрации ^{18}O в донных осадках и биологическим остаткам температура в среднем миоцене была на $2-3^\circ\text{C}$ теплее, чем в настоящее время, и на широтах штата Вашингтон (США), где было найдено окаменевшее дерево, интенсивность произрастания растительности могла значительно превышать современную. На рис. 3 показан срез окаменевшей ели Дугласа, представленный в Музее в Вашингтоне. На срезе четко прослеживаются годовые кольца дерева, что позволило провести их измерение практически от центра до края дерева.

При обработке удалось измерить около 150 колец. Вариации ширины колец ели Дугласа показаны на рис. 4а. Нужно обратить внимание на необычную особенность в радиальном приросте дерева. В то время как обычно ширина колец хвойных деревьев убывает с возрастом дерева, здесь имеется в начальный интервал развития дерева противоположная картина: средняя ширина колец увеличивается, что напрямую указывает на резкое улучшение для дерева климатических условий в течение порядка 50 лет. Только за тем началось уменьшение ширины колец. Через примерно 50 лет радиальный прирост стабилизировался, что вновь указывает на климатические изменения и улучшение условий произрастания. Показанная на рис. 4а осредненная огибающая вариаций радиального прироста дерева указывает на временной интервал $\sim 100-110$ лет, характеризующий возможную периодичность климатических изменений, что может соответствовать Gleissberg цикличности солнечной активности.

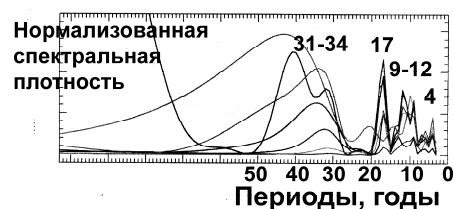
Кривая вариаций ширины колец ели Дугласа была подвергнута вейвлет и спектральному анализу. Результаты вейвлет анализа (базис Морле)



а



б



в

Рис. 4.

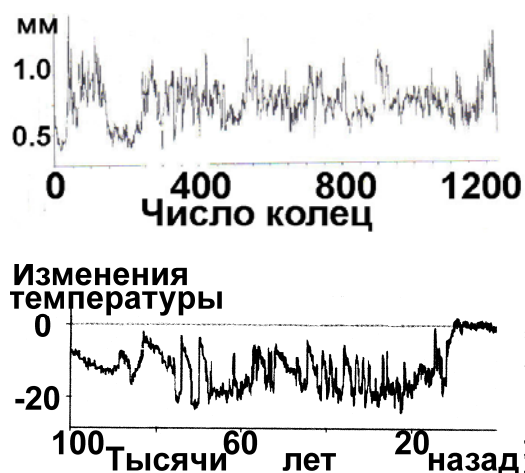


Рис. 5.

представлен на рис. 4б, а результаты спектрального анализа по вышеупомянутой методике [4] показаны на рис. 4в. В обоих видах анализа выявляются периодичности около 31-34, 7, 9-12 и 4 лет. Отметим, что спектральный анализ на основе метода Фурье также выявил эти периодичности. Таким образом, как и в пермский период, выявляется цикличность Брикнера (~31-34 года), лунная цикличность (~17 лет), а также периодичность, соответствующая солнечному Schwabe циклу (~11 лет).

4. Климатические вариации около 50000 лет назад

В средних широтах в Чили найдены стволы деревьев *Fitzroya cupressoides*, погребенные оползнем около 50000 лет назад [1]. Исследователям удалось построить 1229-летнюю хронологию вариаций ширины колец деревьев в этом временном интервале. На рис. 5а приведена указанная хронология, а на рис. 5б показано изменение температур за последние 100000 лет по данным кернов льда из Гренландии. Как видно из рисунков, произрастание деревьев происходило в достаточно теплый временной интервал. Поэтому можно ожидать, что климатические периодичности будут близки к наблюдаемым в настоящее время. На рис. 6 представлены результаты проведенного авторами [1] спектрального анализа рассматриваемой хронологии. Эти результаты свидетельствуют о климатических периодичностях порядка 200, 80-90, 23-24, 17-18, и 9 лет, т.е. периодичностях, соответствующих солнечным de Vries, Gleissberg и Hale циклам, а также лунной цикличности. Цикл порядка 9 лет связан, по-видимому, с внутренними процессами в системе атмосфера-океан. В настоящее время эта периодичность связывается с цикличностью циклоногенеза [7]. В рассматриваемом спектре просматривается также пики около 46 (вторая гармоника

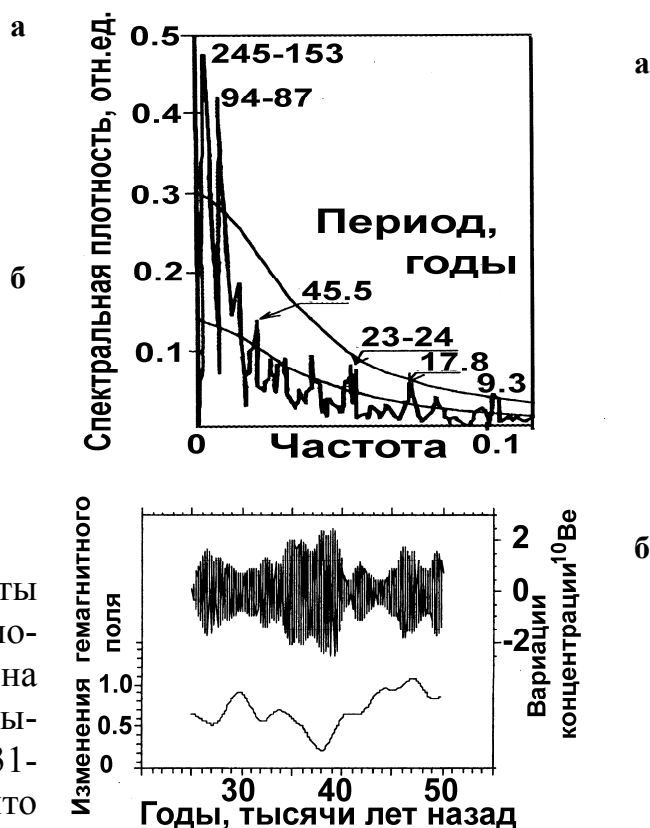


Рис. 6.

Gleissberg цикла) и 35 лет (цикл Брикнера), но они не столь высокую достоверность. Наибольшую амплитуду в спектре имеет ~200-летняя составляющая. Важно подчеркнуть, вариации содержания космогенного изотопа ^{10}Be в ледниковом керне из Гренландии, характеризующие вариации потоков космических лучей и, следовательно, солнечной активности свидетельствуют об устойчивом существовании ~200-летней цикличности во временном интервале от 25 до 50 тысяч лет назад (рис. 6б) [8], т.е. в период произрастания анализируемых деревьев. В заключение отметим, что в работе [1] проанализирована периодичность радиального прироста *Fitzroya cupressoides* в последние столетия. Авторы отмечают, что климатические периодичности 50000 лет назад и в настоящее время имеют сходный характер.

5. Заключение

В прошлом (десятки тысяч – сотни миллионов лет назад) в климатических колебаниях с наибольшей интенсивностью проявляется ~200-летняя и квазивековая периодичность. Можно предположить, что эти климатические осцилляции связаны с воздействием de Vries и Gleissberg солнечной цикличности на климатические параметры.

Спектры декадных климатических колебаний около 50 тыс. лет назад имеют сходство со спектрами современных климатических колебаний.

Спектры декадных климатических колебаний около 12 млн. лет назад также имеют сходство со спектрами современных климатических колебаний. В них проявляется 9-12 летние осцилляции, которые можно интерпретировать, как воздействие 11-летнего солнечного цикла, а также цикличность Брикнера (31-34 года) и 17-18-летние колебания (лунная цикличность).

Спектры декадных климатических колебаний около 250 млн. лет назад имеют сложную структуру. Важной особенностью декадных колебаний является модуляция их амплитуды квазидвухсотлетней цикличностью.

Литература

1. Roig F.A., Le-Quesne C., Boninsegna J.A., Briffa K.R., Lara F., Grudd., Jones P.D., Villagran C. Nature. 2001. V. 410. P. 567-570.
2. Dean W.E. 2000. <http://greenwood/cr/usgs/gov/publ/fact-sheets/fs-0095-00/>
3. Монин А.С. 1977. История Земли. Л.: Наука. 228 с
4. Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лизунков В.П. Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В. Чариков Ю.Е. 2006. Астрон. Вестн. Т.40. С. 160-170.
5. Дженкинс Г., Ваттс Д. 1972. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир. 288 с.
6. Распопов О.М., Шумилов О.И. Касаткина Е.А., Турунен Е., Линдхолм. М., Колстрем Т. 2001. Геомагн. и аэрон., Т.41 (3). С. 420-425
7. Веретененко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б. Геом. и аэрон., Т.47. С.399-406.
8. Wagner G., Beer J., Masarik J., Muscheler R., Kubik P.W. Mende W., Laj C., Raisbek G.M., Yiou F. 2001. Geophys. Res. Lett. 28(2). P.303-306.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ВО ВТОРОЙ ПОЛОВИНЕ ПРОШЛОГО ВЕКА ПО СРЕДНЕГОДОВЫМ ЗНАЧЕНИЯМ

Ривин Ю.Р.

ju_rivin@web.de

MAGNETIC FIELD OF SOLAR SPOTS IN SECOND HALF OF LAST CENTURY ON MID-ANNUAL VALUES

Rivin Yu.R.

Abstract

Results of analyses of mid-annual values of magnetic fields of solar spots for second half of last century by data of the Pulkovo catalogue are discussed. The conclusion is drawn that these values bear the information on processes near the basis of the convection zone and they were a constant of ~2000 Gs within 40 years.

I. Анализы данных пулковского каталога

В работе [1] по результатам анализа временных изменений среднегодовых значений магнитных полей солнечных пятен H_{sp} , приведённых в каталоге [2], сделаны следующие выводы:

- 1) Случайная погрешность (σ) получения H_{sp} за 1957 – 1997 гг. по данным семи бывших советских астрономических обсерваторий (АО) составляет нескольких процентов от величины поля. Все превышающие 3σ отклонения кривых H_{sp} разных обсерваторий в разные годы практически на всём интервале не коррелированы между собой. Следовательно, они обусловлены систематическими ошибками наблюдений и их обработки в каждой из АО. После второй половины 1970-х годов величины тех и других ошибок значительно уменьшаются.
- 2) Систематические погрешности определения H_{sp} в разных АО не влияют принципиально на трактовку общей картины низкочастотной динамики такого магнитного поля, которая заключается в том, что на всём интервале изменения H_{sp} практически отсутствуют (в том числе и основные солнечные циклы). Среднее для всего интервала по всем АО среднегодовое значение H_{sp} имеет величину $\sim 2000 \pm 70$ Гс. Такие свойства среднегодовых значений H_{sp} значительно отличаются от свойств соответствующих значений чисел Вольфа и суммарных площадей всех пятен.
- 3) Среднегодовые значения H_{sp} обусловлены, в основном, магнитными полями больших пятен, которые рождаются вблизи основания конвективной зоны, в районе тахоклина и, следовательно, там, вероятно, существует квазипостоянное магнитное поле с величиной несколько килогаусс.
- 4) Условие квазипостоянства магнитного поля пятен нарушается для более короткопериодных изменений.

В более ранней работе авторов [3] проанализированы изменения H_{sp} только за первую половину рассматриваемого интервала. Основные результаты их анализа следующие:

- 1) Проведена процедура приведения рядов H разных обсерваторий «... к единой системе». В качестве базового ряда выбран ряд наблюдений H в ГАО (Пулково).
- 2) Мелкие пятна с площадью A несколько миллионных долей солнечной полусферы (мдп) имеют центральные максимальные значения $H \approx 1000 - 1500$ Гс; у крупных пятен ($A \geq 1000$ мдп) магнитные поля достигают ~ 3000 Гс и более.
- 3) Вблизи минимума цикла для пятен с $A < 500$ мдп, индукция поля увеличивается пропорционально площади: $H \approx 1850 + 0.4A$, а для пятен с $A > 500$ мдп индукция практически неизменна и составляет $H \approx 2100$ Гс.
- 4) Средние свойства H_{sp} связаны с фазой цикла активности.

В последнем пункте утверждается, что среднегодовые значения H_{sp} изменяются в цикле солнечной активности, т. е. обусловлены, в основном, вкладом мелких пятен. Кстати, об этом же свидетельствуют и более ранние публикации тех же авторов. Но такое утверждение представляется ошибочным по двум причинам: а) существует противоречие между данными пунктов 2 и 3 (в уравнении для мелких пятен пункта (4) свободный член примерно вдвое больше максимального значения для таких пятен, чем даётся в (3)); б) после середины 1970-х годов в кривых H_{sp} согласно [1], отсутствуют значимые изменения, превышающие 3σ по всему ансамблю АО.

И всё же нельзя полностью исключить, что ~ 11 -летние изменения величин H_{sp} могут иметь место, поскольку область, в которой формируются большие пятна, модулируется этим циклом. Однако, во-первых, амплитуда этой модуляции, вероятно, меньше погрешностей определения H_{sp} , а, во-вторых, возможное существование такого цикла связано не с преобладанием в среднегодовых значениях H_{sp} полей мелких пятен (что соответствует мнению авторов [3]), а с модуляцией таким циклом нижней области конвективной зоны.

II. Возможные источники отсутствия изменений среднегодовых значений H_{sp}

Современные исследования Солнца позволяют предположить два основных источника квазипостоянной природы магнитного поля солнечных пятен: 1) реликтовое постоянное магнитное поле, 2) вековые вариации.

Реликтовое магнитное поле. Практически единственным аргументом в пользу существования реликтового квазипостоянного магнитного поля внутри Солнца по данным наблюдений служила до сих пор модуляция ~ 22 -летним изменением высот ~ 11 -летних циклов чисел Вольфа. Такая модуляция отражена, в частности, в пунктах 3 и 4 правила Гневышева - Оля [4]. Интерпретация такой модуляции, а также ряда других особенно-

стей в свойствах солнечной активности приведена в работах [5-10]. Как правило, считается, что такое квазипостоянное магнитное поле реликта не велико по напряженности.

Специальное исследование модуляции высот ~ 11 -летних циклов чисел Вольфа ~ 22 -летним изменением в работах [8,10] привело автора к выводу, что модуляция имела место, по-видимому, только после середины 19 века и была нарушена в циклы чисел Вольфа №№22,23, у которых высота нечетного цикла меньше высоты четного. Таким образом, хотя ~ 22 -летняя модуляция высот ~ 11 -летних циклов чисел Вольфа даёт, вроде бы, косвенное указание на возможность существования на интервале недавних ~ 150 лет магнитного квазипостоянного поля, но на более продолжительном интервале такая модуляция отсутствует. Следовательно, это поле на сравнительно больших интервалах может значительно меняться, что не позволяет считать его реликтом, который сохраняется неизменным в течение жизни Солнца.

Кичатинов высказал мнение, что «...Согласно численным моделям, юное Солнце, в котором только начало формироваться лучистое ядро, обладало очень малым $\sim 0,3\%$ дифференциальным вращением и вырабатывало неосесимметричное глобальное магнитное поле, стационарное в некоторой вращающейся системе отсчета» [11]. По его же мнению такое поле проникло из лучистой в конвективную зону и создало в ней выделенные долготы. Возможно, квазипостоянное магнитное поле H_{sp} , анализируемое выше, соответствует такому представлению, поскольку это, судя по ряду признаков, квазиквадрупольное магнитное поле, ось которого несколько отклонена от оси вращения Солнца, что приводит к генерации вблизи основания конвективной зоны у экватора мощной ~ 27 -дневной вариации, а на поверхности фотосферы к широтно-долготным смещениям.

Вековые вариации солнечной активности и магнитных полей Солнца. Возможно, квазипостоянное магнитное поле, существовавшее в нижней области конвективной зоны во второй половине прошлого столетия, обусловлено не реликтом, а вековыми вариациями магнитного поля внутри этой области. Такие вариации предположительно солнечной активности с периодами $T \approx 220$ лет и $T \approx 2100$ лет выделены по данным ^{14}C в работах [12-14]. Однако их природа и механизмы образования пока не исследованы.

Наряду с указанными двумя источниками, нельзя исключить, что такую неизменность H_{sp} могут создавать условия формирования больших солнечных пятен внизу конвективной зоны.

Литература

1. Ривин Ю.Р. Динамика среднегодовых значений магнитных полей солнечных пятен во второй половине прошлого века // Сб. Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности (Труды Всероссийской конференции 10-15 октября 2005 г., ИЗМИРАН). Троицк. 2006. С. 365-370.

2. http://www.gao.spt.ru/database/mfbase/main_r.html
3. *Наговицын Ю.А., Милецкий Е.В.* Среднегодовые значения напряженностей магнитных полей солнечных пятен в 1956-1974 гг. // Сб. Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца (Труды международной конференции 17-22 июня 2002 г., ГАО РАН). Пулково. Санкт-Петербург. 2002. С. 407-412.
4. *Гневышев М.Н., Оль А.И.* О 22-летнем цикле солнечной активности // Астрон. журнал. 1948. Т.25. №1. С.18-20.
5. *Пудовкин М.И., Беневоленская Е.Е.* Квазистационарное первичное магнитное поле Солнца и вариации интенсивности солнечного цикла // Письма в Астрон. журнал. 1982. Т.8. №8. С.506-509.
6. *Boyer D.W., Levy E.H.* Oscillating dynamo magnetic field in the presence of an external nondynamo field - The influence of a solar primordial field // Astrophysical. J. 1984. Part 1. Vol. 277. P.848-861.
7. *Дудоров А.Е., Криводубский В.Н., Рузмайкина Т.В., Рузмайкин А.А.* Внутреннее крупномасштабное магнитное поле Солнца // Астрон. журнал. 1989. Т. 66. С.809-821.
8. *Ривин Ю.Р.* Проблема описания динамики магнитных полей пятен Солнца в цикле активности // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1995. Т.59. №7. С.43-53.
9. *Кичатинов Л.Л., Рюдигер Г.* Переход к твердотельному вращению в лучистой зоне Солнца: эффект реликтового магнитного поля? // Письма в Астрон. журнал. 1996. Т. 22. №4. С.312-317.
10. *Ривин Ю.Р.* – Циклы Земли и Солнца. М. Наука. 1989. 165 с.
11. *Кичатинов Л.Л.* О происхождении реликтовых магнитных полей звезд солнечного типа// Сб. Солнце в максимуме активности и солнечно- звездные аналогии. Санкт-Петербург. (Тезисы докладов международной конференции 17-22 сентября 2000 г. Пулково). ГАО РАН. 2000. С. 176-177.
12. *Sonett C.P.* Very long solar periods and the radiocarbon record // Rev. Geophys. and Space Phys. 1984 Vol.22. N3. P.239-254.
13. *Дергачев В.И.* О крупномасштабной солнечной модуляции скорости образования космогенного радиоуглерода в прошлом // Изв. РАН. Сер. Физическая. 1995. Т. 59. №7. С.53-62.
14. *Ривин Ю.Р.* Вековые и более продолжительные вариации солнечной активности по радиоуглеродным данным за ~7000 лет // Известия РАН. Сер. Физическая. 1999. Т. 63. № 11. С.2115-2121.

**ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И
СООТВЕТСТВУЮЩИХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ
СОЛНЦЕ – ЗЕМЛЯ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ
АНАЛИЗОВ НАБЛЮДЕНИЙ. РЯД СЛЕДСТВИЙ. (ТЕЗИСЫ)**

Ривин Ю.Р.
Ju_rivin@web.de

**CYCLIC CHANGES OF SOLAR ACTIVITY AND CORRESPONDING
PROCESSES IN SYSTEM THE SUN - THE EARTH BY RESULTS OF
ANALYSES OF OBSERVATIONS. SOME CONSEQUENCES. (THESES)**

Rivin Yu.R.

Abstract

According to observations of various manifestations of activity of the Sun an essentially new scheme of generation of its recurrence and influence of this recurrence on the Earth is offered.

I. Анализы результатов наблюдений

1. Основная цикличность солнечной активности - ~ 22 года (магнитный цикл). Она включает три этапа:

I-1. Появление вскоре после минимума предыдущего цикла с $T \approx 11$ лет (ряд чисел Вольфа) на экваторе в меридиональной и радиальной составляющих общего магнитного поля Солнца B следов всплывающего магнитного поля диполя другой полярности, лежащего в экваториальной плоскости. Полное всплытие этого диполя заканчивается примерно в эпоху максимума B или немного позже.

I-2. Последующий меридиональный дрейф B с новой полярностью от экватора к полюсу и затекание в конце первых ~ 11 лет поля в полярные регионы, где оно существует ещё ~ 11 лет. Одновременно на экваторе за несколько лет до минимума ~ 11 -летнего цикла этой полярности появляются следы нового всплывающего диполя, но с другой полярностью, который затем повторяет весь путь предыдущего.

I-3. Практически мгновенный сброс этого поля через ~ 22 года от полюса на экватор, после чего для экваториального диполя этой полярности всё повторяется заново.

2. В конвективной зоне Солнца существуют две области детектирования магнитного цикла с образованием его второй гармоники (~ 11 -летнего цикла). Эти области расположены на разных глубинах зоны и имеют разные физические свойства [2,3].

От редакции: по просьбе автора статья представляет собой объединение 3 стендовых докладов.

Верхняя область, судя по гелиосейсмическим данным, находится на глубинах $\leq 0,2 R_{\odot}$. Именно в этой области работают механизмы генерации магнитного цикла общего магнитного поля и детектирования этого цикла при образовании пятен. Потoki из этой области образуют на поверхности фотосферы мелкие и частично средние дифференциально вращающиеся пятна с магнитными полями до несколько сотен гаусс. Такие пятна создают основные закономерности своего распределения во времени (числа Вольфа) и в пространстве (закон Шперера). В этой же области происходят основные процессы, связанные со вспышечной активностью. Важно, что механизм образования пятен в этой области иной, чем механизм генерации магнитного цикла.

Нижняя область находится у основания конвективной зоны, вероятно, вблизи или внутри тахоклина ($\sim 0,7 R_{\odot}$). Из этой области идут потоки, которые создают на поверхности фотосферы большие жестко вращающиеся пятна с магнитными полями до нескольких килогаусс. Анализ среднегодовых значений магнитных полей солнечных пятен (в которых преобладают поля именно этих пятен) по данным 7 бывших советских астрономических обсерваторий (АО) показывает, что на протяжении 1957-1997 гг. в пределах погрешностей измерений и методов обработки в этих данных отсутствует ~ 11 -летний цикл, они имеют на протяжении 40 лет постоянную величину $\sim 2000 Gc$ [4]. Одна из интерпретаций этого результата – существование в нижней области квазипостоянного магнитного поля с интенсивностью несколько килогаусс и, возможно, более. По ряду признаков можно предположить, что это поле квадрупольное, ось которого несколько отклонена от оси вращения Солнца, что создаёт на поверхности фотосферы долготную и широтную асимметрию, а в районе экватора самой области ~ 27 -дневную вариацию. Существование последней надёжно устанавливается по данным магнитного поля Солнца как звезды [5]. Из литературы известно, что суммарные площади крупных пятен также не имеют ~ 11 -летней цикличности [6].

Анализы \mathbf{B} не показывают в явном виде существования циклических процессов в нижней области. Информация о них появляется в данных наблюдений только после перехода от анализа \mathbf{B} к анализу $|\mathbf{B}|$ [1-3,7]. Такая ситуация, по-видимому, связана с нелинейным механизмом модуляции магнитным циклом процессов в этой области. По данным наблюдений этот механизм не только детектирует исходный цикл, но и несколько усиливает его вторую гармонику. Отсюда может быть сделан вывод о воздействии магнитного цикла, образованного процессами в верхней области, на область внизу.

3. Временные и пространственные свойства вторых гармоник магнитного цикла в верхней и нижней областях имеют важные различия:

а) В ~ 11 -летнем цикле $|\mathbf{B}|$ отсутствуют указания на меридиональный дрейф, что следует из сравнения изменений компонент \mathbf{B} и $|\mathbf{B}|$ (рис. 1, 2).

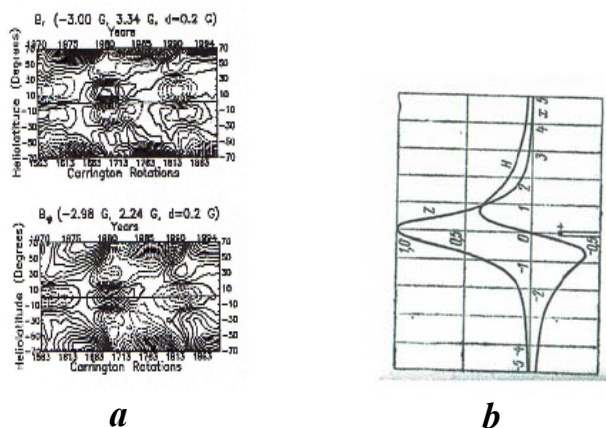


Рис. 1. *a* - Широтно-временное изменение радиальной (сверху) и меридиональной (внизу) компонент \mathbf{B} (средних за 40 оборотов CR) за 1970-1995 гг. из [1]; *b* – вертикальная (Z) и горизонтальная (H) компоненты магнитного поля над диполем, лежащим в горизонтальной плоскости (на рисунке – ось Z).

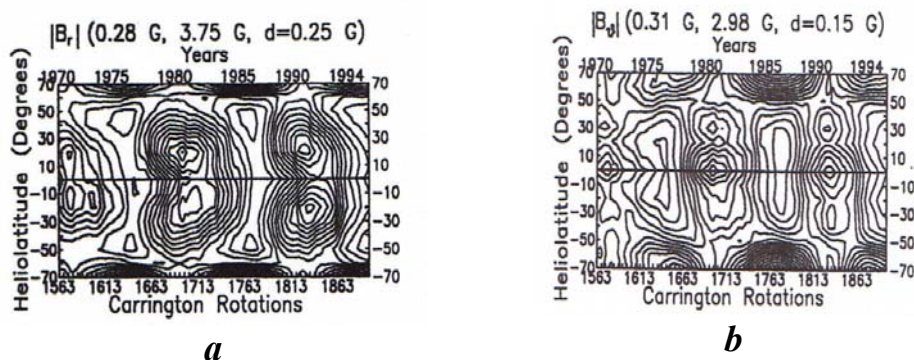


Рис. 2. Широтно-временные изменения радиальной (*a*) и меридиональной (*b*) составляющих $|\mathbf{B}|$ на интервале 1970-1995 гг.

б) На приэкваториальной поверхности фотосферы циклическое изменение \mathbf{B} наблюдается только в меридиональной компоненте, изменение $|\mathbf{B}|$ имеет место в трёх компонентах; причем амплитуда последних больше амплитуды \mathbf{B}

в) Циклические изменения меридиональной компоненты $|\mathbf{B}|$ запаздывают относительно изменений чисел Вольфа на ~ 2 месяца, радиальной – на 1 год (для всего интервала).

г) Циклы чисел Вольфа и $|\mathbf{B}|$ имеют разную модуляцию амплитуды и форму изменений.

4. Магнитное поле верхней области \mathbf{B} образуется магнитным полем всплывающего диполя в плоскости экватора. Но затем - при заполнении этим полем полярных областей - оно становится полем диполя соосного с осью вращения Солнца, т.е. дипольное магнитное поле \mathbf{B} образуется не диполем внутри Солнца, а магнитными полями полюсов и, следовательно, оно не соответствует классическому определению такого поля и может быть названо псевдодипольным магнитным полем. Это поле с интенсивно-

стью до нескольких сот гаусс выходит в корону и в атмосферу Солнца. Там оно на некотором расстоянии от поверхности фотосферы управляет процессами истекания плазмы.

Магнитное поле нижней области, величина которого примерно на порядок больше, чем поля верхней области, имеет две особенности.

Во-первых, оно распространяется дальше, чем псевдодипольное, за область образования высокоскоростного солнечного ветра. Поэтому этим ветром оно захватывается (после чего становится межпланетным) и переносится к периферии атмосферы. Указанием на возможность такой схемы служат следующие данные:

а) Анализы циклических вариаций межпланетного магнитного поля и его модуля, а также скорости и плотности солнечного ветра в [8], откуда следует, что основным переносчиком таких вариаций служит [ММП], т.е. к Земле сверхзвуковым ветром транспортируется циклическая вариация $|B|$.

б) Анализы циклических вариаций вспышечных и рекуррентных геомагнитных возмущений, запаздывание последних относительно первых на интервалах нескольких десятилетий на ~ 1 год. Эти анализы позволяют сделать два вывода: 1) источником циклических изменений вспышечных геомагнитных возмущений служат потоки из верхней области конвективной зоны, тогда как рекуррентных - межпланетное магнитное поле (точнее – его модуль), т.е. магнитное поле нижней области; 2) существование всего двух видов геомагнитных возмущений служит независимым (правда, косвенным) указанием о наличии внутри конвективной зоны всего двух указанных выше особых областей.

в) Анализы циклических вариаций космических лучей (КЛ). Эти вариации, как и вариации геомагнитной активности, могут быть разделены на вспышечные – СКЛ и рекуррентные, наблюдаемые в ГКЛ, и, следовательно, образуемые модулем ММП.

Рассмотрение фазовых диаграмм чисел Вольфа и потока ГКЛ по данным регистрации на нейтронных мониторах во второй половине прошлого века показывают, что поток запаздывает в среднем на 1 год. Но при этом обнаружилось, что такое запаздывание не является систематическим для каждого цикла, оно отсутствует у циклов с чётным номером (по цюрихской нумерации) и составляет ~ 2 года у циклов с нечётным номером [9].

Во-вторых, магнитное поле нижней области модулирует потоки нейтрино и волнового излучения, которые выходят в конвективную зону из ядра Солнца. Дискуссия по поводу существования у потока солнечных нейтрино временных вариаций до сих пор продолжается [10]. В этом плане для исследований источников модуляции интенсивности потоков в диапазоне периодов циклических вариаций следует приветствовать любые продолжительные их регистрации.

II. Ряд следствий

1. Механизм генерации магнитного цикла в верхней области, по-видимому, не связан с механизмом динамо. Основная характеристика, задающая этот период, обязана меридиональному дрейфу поля от экватора к полюсу, заполнению полярной области и почти мгновенному сбросу поля с полюса к экватору. Такая модель в солнечной физике пока не разработана. И, в первую очередь, пока не осмыслен источник меридионального дрейфа. Можно предположить, что им могут быть циклические изменения меридиональной компоненты магнитного поля нижней области. Действительно, потоки плазмы из нижней области, проходя верхнюю, накачивают в неё каждые ~11 лет дополнительную энергию (см. рис. 2), что приводит к дрейфу и служит одним из проявлений воздействия нижней области на верхнюю.

2. Приведённая модель впервые показывает существование в конвективной зоне двух областей (верхней и нижней), в каждой из которых происходит детектирование магнитного цикла своим особым механизмом нелинейного преобразования. Поиски этих механизмов - одна из важнейших задач солнечной физики.

3. Возможно, при разработке механизма детектирования магнитного цикла в верхней области следует учитывать мнение М. Вальдмайера [11] о последовательности ~11-летних циклов как о периодической чередой отдельных эруптивных событий (взрывов) и использовать модель релаксационного генератора Гудзенко [12].

4. Генерация в конвективной зоне Солнца двух различающихся по свойствам ~11-летних циклов по новому ставит вопрос об источниках формирования рядов наблюдения солнечной активности до 1610 г.. Если с этой даты для построения ряда чисел Вольфа использованы, главным образом, данные прямых наблюдений пятен оптическими методами (и в этом плане ряды однородные), то до XVII века привлекаются данные по полярным сияниям, радиоуглероду ^{14}C и другим косвенным явлениям, которые, возможно, вызваны солнечной активностью. Такие косвенные данные обусловлены, как правило, процессами в нижней, а не в верхней области конвективной зоны. Следовательно, при разном прохождении этих циклов в прошлом (а это наблюдалось в прошлом столетии, в эпоху надёжных наблюдений) могут значительно исказить реальное поведение ~11-летнего цикла верхней области.

5. Данные по циклическим изменениям межпланетного магнитного поля, геомагнитной активности, галактических космических лучей, потоков солнечных нейтрино и волнового излучения несут информацию о процессах вблизи границы конвективной зоны и ядра Солнца. Эти данные могут быть использованы для соответствующих исследований, быть не только инструментами солнечно-земной физики, но и одним из важных инструментов исследования физики Солнца.

Литература

1. *Ривин Ю.Р.* Динамика крупномасштабного магнитного поля Солнца по поверхности фотосферы в ~22-летнем цикле // Сб. Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. (Труды Международной конференции. 28 мая – 1 июня 2001 г. Пулковое) Санкт-Петербург. 2001. с.337-340.
2. *Ривин Ю.Р.* Основные элементы конструкции механизма генерации циклических изменений крупномасштабных и локальных магнитных полей Солнца // Известия РАН. Серия физическая. Наука. 1998. Т.62. №9. С.1867-1872. [Bulletin of the Russian Academy of Science Physics].
3. *Rivin Yu.R.* Eleven Cycles of the Low-Latitude Large-Scale Solar Magnetic Field, its Origin and Sources in the Convection Zone // Solar Physics. 1999. V.187. No 1. P. 207-222.
4. *Ривин Ю.Р.* Динамика среднегодовых значений магнитных полей солнечных пятен во второй половине прошлого века // Сб. Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности. (Труды Всероссийской конференции 10-15 октября 2005. Троицк Московской области) ИЗМИРАН. 2006. С. 365 - 370.
5. *Ривин Ю.Р., Обридко В.Н.* Частотный состав многолетних изменений магнитного поля Солнца как звезды // Астрон. журнал. 1992. Т. 69. №5. С.1083-1089. [Astronomy Reports].
6. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М.: Наука. 1986. 296 с.
7. *Обридко В.Н., Ривин Ю.Р.* Магнитное поле в приэкваториальной фотосфере Солнца // Астроном. журнал. 1996. Т.73. №5. С. 812-818. [Astronomy Reports].
8. *Ривин Ю.Р., Громова Л.И.* Отражение циклических изменений магнитных полей Солнца в характеристиках межпланетной среды// Астрономический вестник. Наука. 2000. Т. 34. №2. С. 139-142. [Solar System Research]
9. *Ривин Ю.Р.* 11-летний цикл модуляции потока галактических лучей // Изв. РАН. Сер. Физическая 1998. Т.62. №6. С. 1266-1268. [Bulletin of the Russian Academy of Sciences Physics].
10. *Ривин Ю.Р., Обридко В.Н.* Циклические изменения потока высокоэнергичных нейтрино Солнца // Астрономический журнал. Наука 1997. Т. 74. №1. С.83-92. [Astronomy Reports].
11. *Waldmeier M.* // Astron. Mitt. Zuerich. 1935. No 133.
12. *Гудзенко Л.И., Чертопруд В.Е.* Модель циклической активности Солнца // Сб. Кинематика простых моделей теории колебаний. Труды ФИАН СССР. Наука. М. 1976. Т. 90. С. 154-198.

**СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ
ТРЕХ ДЛИТЕЛЬНО НАБЛЮДАЕМЫХ
ИНДЕКСОВ ПЯТНООБРАЗОВАНИЯ**

Рощина Е.М., Сарычев А.П.

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

**COMPARATIVE ANALYSIS OF THREE LONG OBSERVED INDICES
OF THE SUNSPOT FORMATION**

Roshchina E.M., Sarychev A.P.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Abstract

The empirical correlations between three indices of the solar activity are founded. The observed breach of these correlation may be explained by the systematic errors of the indices.

В настоящее время известны три продолжительных временных ряда «наблюденных» индексов пятнообразования на Солнце. Это ряд чисел Вольфа R_z с 1749 г., гринвичский ряд суммарных площадей пятен A с 1875 г. и недавно опубликованный ряд числа групп пятен R_g для 1610-1995 гг. [1]. Первые 100 лет ряда R_z и участок ряда R_g до 1875 г. восстановлены по архивам наблюдений. Величины R_z , R_g , A описывают разные проявления активности Солнца и должны быть связаны между собой. В интервале 1908–1995 гг. эти связи хорошо аппроксимируются формулами:

$$R_z = [0.6443 + 0.005141 (R_g)_{23}] R_g; \quad (1)$$

$$R_g = [1.3522 - 0.004892 (R_z)_{23}] R_z; \quad (2)$$

$$A = [11.014 - 0.04361 (R_z)_{23}] R_z^{1.143}; \quad (3)$$

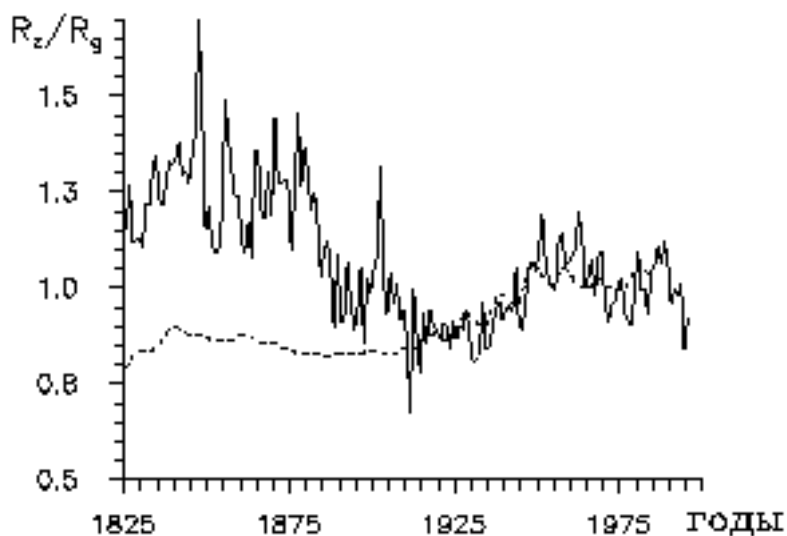
$$R_z = [0.1395 + 5.634 \cdot 10^{-5} (A)_{23}] A^{0.847}; \quad (4)$$

$$A = 0.517 R_g^{1.194}; \quad (5)$$

$$R_g = 0.2418 A^{0.818}. \quad (6)$$

Здесь с помощью нижнего индекса 23 обозначены результаты сглаживания скользящим средним по 23 годам, характеризующие вековые изменения активности. Взаимосвязи между индексом R_z и любым из двух других зависят от векового цикла; в то же время взаимосвязи внутри пары R_g , A остаются неизменными. Индексы численности пятен R_z и R_g связаны с их суммарной площадью A степенной функцией с коэффициентом пропорциональности, который в некоторых случаях изменяется в соответствии с вековым циклом. Указанные соотношения между индексами заметно нарушаются ранее 1908 г. Наличие нарушений можно объяснить системати-

ческими погрешностями индексов либо физическими изменениями процесса пятнообразования. Последнее объяснение считается маловероятным и в дальнейшем не рассматривается. По итогам анализа отклонений от формул (1–6) признаны сомнительными значения индекса A для 1875–1879 г. и значения R_g ранее 1908 г. На рисунке показано отношение индексов R_z/R_g (сплошная линия) и линейная функция от $(R_g)_{23}$ (пунктирная линия), описывающая вековой цикл. Здесь видно, что после 1908 г. отношение R_z/R_g изменяется в соответствии с вековым циклом активности.



Обнаруженные особенности наблюдаемых связей между тремя индексами можно объяснить систематическими ошибками значений R_g в XVIII–XIX веках. По-видимому, самую надёжную информацию о солнечной активности в XIX веке и ранее содержит классический ряд чисел Вольфа R_z . Среди R_z , R_g , A индекс суммарной площади наиболее «физичен» [3]. Однако имеющийся ряд наблюдаемых значений A наименее продолжителен. Этот ряд можно продлить в прошлое, используя наблюдаемые связи индекса A с двумя другими [4]. Известно, что реконструированные значения $A(R_z)$ и $A(R_g)$ существенно различаются между собой [5,6]. Поскольку имеются сомнения в достоверности ряда R_g ранее XX века, то индекс A рекомендуется реконструировать с помощью формулы (3), аппроксимирующей зависимость A от R_z и $(R_z)_{23}$.

Литература

1. Hoyt D.V., Schatten K.H. Solar Phys. 1998. V. 181. P.491.
2. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. М: Наука, 1986. 296 с.
3. Наговицын Ю.А. Письма в Астрон. журн. 2005. Т. 31. № 8. С.622.
4. Наговицын Ю.А. Солнечные данные. Статьи и сообщения 1995–1996. 1997. С.38.
5. Vaquero J.M. Solar Phys. 2004. V. 219. P.379.
6. Сарычев А.П., Рощина Е.М. Астрон. вестник. 2007. Т. 41. № 3. С.278.

CONSTRUCTION OF H-ALPHA SYNOPTIC CHARTS IN DIGITAL FORMAT FROM H-ALPHA IMAGES FOR THE PERIOD 1965-2007

Sivaraman K.R.

Indian Institute of Astrophysics, Bangalore, 560 034, India

Abstract

The study of the structure and dynamics of large-scale magnetic regions on the solar surface is an important step in understanding the mechanism of transport of magnetic flux on the solar surface which plays a vital role in the solar cycle process. The evolution of large-scale magnetic regions can be traced with great ease and precision from the H-alpha synoptic charts that show the latitude positions of the filaments and filaments channels rotation after rotation of the Sun.

From the synoptic charts the migration trajectories of the filaments were constructed for the period 1904-2003 earlier (in analogue form) that show the epochs of polar reversals in the north and south poles with a precision ever than before. Furthermore, the dynamics of the filament migration that changes from cycle to cycle provides vital clues to predict the strength of the following cycle.

Recently, the synoptic charts in digital form for 5 cycles (15-19) covering periods 1914-1964 were constructed. Realizing the importance of this data in digital format it is proposed to prepare synoptic charts in digital format for the period 1965-2007.

The study of the structure and dynamics of large-scale magnetic regions on the solar surface has been recognized as an important step in understanding the mechanism of transport of magnetic flux on the solar surface that form a key ingredient in the solar cycle process. It is known that the H-alpha filaments and filament channels seen in the H-alpha images represent neutral lines of the radial component of the large-scale photospheric magnetic field. When the H-alpha features can be clearly identified on the solar image, the neutral line pattern can be derived with better precision, particularly for weak fields, than can be inferred from magnetograms [1-6, 8].

Thus the filaments and filament channels serve as good proxy for the neutral lines that separate large-scale magnetic regions of opposite polarity at the photospheric level and so the evolution of large-scale magnetic regions can be traced with great ease and precision using the H-alpha synoptic charts by following the latitude positions of filaments rotation after rotation of the sun [4, 8].

During 1973-1978 Makarov [1-3] developed methods for constructing H-alpha synoptic charts using high spatial resolution filtergrams from the 53 cm coronagraph of the Kislovodsk solar station of the Central Astronomical Observatory, Pulkovo [7]. These follow closely the methods developed by McIntosh earlier [4-6].

Using the method developed by Makarov, H-alpha synoptic charts were constructed using the long series of spectroheliograms from the archives of the Kodaikanal Observatory of the Indian Institute of Astrophysics, Bangalore, In-

dia covering the period 1904-1981 [9, 10]. The H-alpha synoptic charts based on the Kodaikanal observations cover data on the neutral line from pole to pole [8, 11, 12] in contrast to McIntosh's charts which reach only up to 70° in latitude in both hemispheres [6].

These investigations were done within the frame work of scientific cooperation between the USSR Academy of Sciences and the Indian National Science Academy under the theme "Physics of plasmas, Astrophysical Aspects". One of the principal out come of these efforts was the publication of the Atlas for solar cycle 19 (1955-1964) above two decades ago [11, 12].

From the synoptic charts, the migration trajectories of the filaments for the periods 1904-1940 and 1945-1981 were derived [9, 10] which showed the epochs of the polar field reversals at the north and south poles with a precision far better than ever before.

These studies brought out for the first time that there are cycles in which there are three fold reversals. In the further investigations on the same lines the poleward migration charts were extended to the year 2003 [13, 14]. The precise epochs of the polar field reversals obtained from these studies enable to determine the duration of the solar cycles very precisely which is an important parameter related to the solar cycle.

Another very important feature that emerged from the study using the migration trajectories of filaments is the dynamics of *meridional motions on the solar surface*. The Flux transport solar dynamo model for the solar cycle (the one widely accepted among the solar dynamo models) envisages an advective transport of magnetic flux by global meridional circulation. According to this model, flux from decayed active regions from the sun spot belts is transported to the respective poles by surface meridional motions aided by diffusion. Although measurements on the velocity of meridional flow have been done by many investigators earlier, these are only for short periods of time. The pole ward migration trajectories derived for the period (1880-1993) covering solar cycles (12-22) show very clearly the solar cycle dependence of the meridional flow velocity [14]. It is seen that during the years of solar minimum the filaments bands that have reached latitudes 35-45 deg remain more or less stagnant except for occasional migration towards the equator. As the solar cycle progresses and the spot activity has risen to a significant level these filament bands start moving towards the respective poles with a speed as low as 3 metres/sec. With further rise in activity the filament bands get accelerated and reach velocities in the rang of ~ 30 metres/sec.at the peak of the activity. This increase in speed has been shown to be correlated to the *strength of the cycle* (defined by the sunspot number as well as the sunspot areas). From the study of the migration speeds of the filament bands for cycles 12-22 it has been shown that the velocity of pole ward migration is a linear function of the *strength of the solar cycle* [14].

Yet another interesting result that has come out of the studies from the migration trajectory charts is the duration of the polar activity cycle which is the

time difference between the epochs of two consecutive polar reversals. Knowledge of the duration of the polar magnetic cycle is important for the understanding of the very nature of the solar cycle and its associated aspects. It has been shown from the epochs of polar reversals derived from the migration trajectory charts for cycles 12-23, that the shorter the duration of the polar activity cycle (i.e. the shorter the duration in years between two consecutive polar reversals), the more intense is the next sunspot cycle. It has also been shown that the duration of the polar cycle is always more in even sunspot cycles than in odd cycles. This is in agreement with the finding that the maximum Wolf numbers is always higher for odd cycles than for even cycles [15].

Thus the changes in the magnitude of the meridional flow velocity and the duration of the polar cycle provide valuable clues to predict the strength of the next oncoming sunspot cycle by monitoring the polar fields and the poleward migration rate of the filaments of the present cycle [14, 15]. This is a very important problem of current interest and to increase the predictive capability, it is necessary to extend similar study to as many sunspot cycles as possible.

Above all, in recent years with the growing availability of good data on the structure of interplanetary magnetic field in the heliosphere in the vicinity of the earth, from satellites, there have been attempts to project backwards the interplanetary magnetic field structures on to the solar surface. The aim of these investigations is to be able to relate the structures in the interplanetary medium with the large - scale magnetic structures on the solar surface. The basic information required for this new field of investigation can be obtained from the H-alpha synoptic charts and magnetograms. In this connection, it is important to have the H-alpha synoptic charts in digital form so that they can be used directly in combination with interplanetary magnetic field data in investigations.

The H-alpha synoptic charts in the digital format for the 5 solar cycles (15-19) covering the period 1914-1964 (Carrington Solar rotations 815-1485) have just been published [16, 17]. Realizing the importance of this data in digital format, it is proposed to prepare the H-alpha synoptic charts in digital form for the rest of the period 1965-2007. It is hoped the publication of this data would serve well the growing needs of the international astronomical community in promoting the scientific research in this area of solar physics.

References

1. *Makarov V.I., Stoyanova M.N.*, 1979, Soln. Dannye (In Russian) N 8, p.89.
2. *Makarov V.I., Fatianov M.P.*, 1980, Soln. Dannye (In Russian) N 10, p. 96.
3. *Makarov V.I., Stoyanova M.N.*, 1982, Soln. Dannye (In Russian) N11, p.94.
4. *McIntosh P.S.*, 1972, Rev. Geophys.Space Phys., v.10, p.837.
5. *McIntosh P.S.*, 1972, In "Solar wind" ed. S.D. Sonett, P.J. Coleman, J.W. Wilcox, Washington, p.136.
6. *McIntosh P.S.*, 1979, "Annotated Atlas of H-alpha Charts" World Data Center A for Solar Terrestrial Physics, NOAA, Boulder, Colorado.
7. *Gnevyshev M.N., Nikolsky G.M., Sazanov A.A.*, 1967, Solar Phys. v.2, p.223.
8. *Makarov V.I., Stoyanova M.N., Sivaraman K.R.*, 1982, J. Astrophys. Astron. v.3, p. 379.

9. *Makarov V.I., Fatianov M.P., Sivaraman K.R.*, 1983, *Solar Phys.*, v. 85, p. 215.
10. *Makarov V.I., Sivaraman K.R.*, 1983, *Solar Phys.*, v. 85, p. 227.
11. *Makarov V.I., Sivaraman K.R.*, 1984, H α -synoptic charts, Solar cycle 19 (1955-1964), Carrington solar rotations (1355-1486). World data center B, M., 138 p.
12. *Makarov V.I., Sivaraman K.R.*, 1986, Atlas H-alpha synoptic charts for solar cycle 19 (1955-1964). Carrington Solar Rotation to 1486, Kodaikanal Obs. Bull., v.7, 138 p.
13. *Makarov V.I., Sivaraman K.R.*, 1989, *Solar Phys.* Vv123, p. 367.
14. *Makarov V.I., Tlatov A.G., Sivaraman K.R.*, 2001, *Solar Phys.*, v.202, p. 11.
15. *Makarov V.I., Tlatov A.G., Sivaraman K.R.*, 2003, *Solar Phys.*, v.214, p. 41.
16. *Makarov V.I., Sivaraman K.R., Tavastsherna K.S., Poliakov E.V.*, 2007, “H α Synoptic charts of the Sun, Atlas and numerical data, Cycles 15-17”, Saint-Petersburg, Russia, 423 p.
17. *Makarov V.I., Sivaraman K.R., Tavastsherna K.S., Poliakov E.V.*, 2007, “H α Synoptic charts of the Sun, Atlas and numerical data, Cycles 18-19”, Saint-Petersburg, Russia, 291 p.

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Соловьев А.А., Киричек Е.А.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

MAGNETIC STRUCTURE OF SUNSPOT

Solov'ev A.A., Kirichek E.A.

Main (Pulkovo) astronomical observatory RAS

Abstract

The distribution of temperature and gas flows under sunspot obtained by local helioseismology methods allows to derive the sign of horizontal difference of gas pressures between the spot and its surrounding at depths of 4 Mm. In Parker's model of sunspot the lateral balance of pressures can not be realized: the cluster of powerful, strongly compressed magnetic flux tubes embedded in gas, much hotter compare to surrounding, with radial divergence of flows, can not be equilibrated against the lateral expansion. The equilibrium of the system in the hot zone under the sunspot can be reached only for the magnetic flux tube sharply expanded downwards, starting with depth about 4 Mm. Respectively, the magnetic field in the tube drops quickly at depths more then 4 Mm. It corresponds well to the "shallow sunspot" model.

Принципиальным для понимания физической природы солнечных пятен является вопрос о том, в каком виде и на какую глубину проникает сильное магнитное поле пятна в конвективную зону. Мощным средством исследования подфотосферных слоев Солнца стала в последние годы локальная гелиосейсмология, позволяющая восстановить температуру подфотосферных слоев и поле крупномасштабных течений по спектру наблюдаемых на фотосфере колебаний и характеру распространения магнитоакустических волн [1,2]. К сожалению, не удастся разделить влияние температуры и магнитного поля на скорость волн [2], поэтому вопрос о структуре магнитного поля пятна в глубоких слоях остается предметом чисто теоретического анализа. Косовичев в [2] пришел к выводу, что для подфотосферной структуры пятна наиболее приемлема паркеровская модель [3], согласно которой магнитный поток пятна сконцентрирован в отдельных сильно сжатых вертикальных магнитных трубках. Между трубками поле ослаблено, и течения плазмы проходят между ними (рис. 1).

Данная работа посвящена этой же проблеме – структуре магнитного поля в подфотосферных слоях солнечного пятна. Мы покажем, что в области температурного перегрева под пятном на глубине около 4 Мм [1,2], условие горизонтального равновесия в паркеровской модели не выполняется. Следует полагать, что с глубины около 4 Мм, магнитная силовая трубка пятна резко расширяется и проникает в более глубокие слои конвективной зоны в сильно ослабленном, диффузном виде, как это принимается в модели [4], используемой для описания колебаний пятна в целом [5].

На рис. 1(а), взятом из [2], приведено типичное строение подфотосферных слоев солнечного пятна, получаемое методами локальной гелиосейсмологии [1,2]. Под пятном имеет место резкая вертикальная стратификация температуры. Столб холодной плазмы пятна, в котором температура понижена на несколько тысяч градусов по отношению к окружающей среде, проникает в конвективную зону на глубину всего 3-4 Мм. Далее, на глубине около 4 Мм находится тонкий горизонтальный слой, в котором происходит резкий переход от зоны холодной плазмы пятна к широкой и протяженной вглубь области перегрева, где температура плазмы уже превышает T окружающей среды на том же геометрическом уровне примерно на 1000 К [2]. Подфотосферные течения имеют вид сходящихся к пятну потоков на глубинах примерно до 4 Мм, но ниже, в верхней части области перегрева они резко меняют свой знак и почти горизонтально растекаются от пятна наружу. Скорости этих крупномасштабных течений невелики, не превышают 1 км/с. Если учесть, что уже на глубине в 500 км скорость звука в конвективной зоне составляет более 10 км/с, то ясно, что динамическое давление, которое эти течения способны оказывать на систему на глубинах в несколько Мм, очень мало: плотность их кинетической энергии более чем на два порядка меньше величины газового давления ($v^2 \ll c_s^2 \equiv \gamma P / \rho$). Таким образом, данные течения не могут играть заметной роли в формировании пятна и поддержании его устойчивости, но их само наличие и характерное геометрическое распределение служат важным индикатором геометрической структуры магнитного поля пятна в глубоких слоях: они показывают, что в области сходящихся к оси течений имеется сжатая компактная силовая трубка, а в области расходящихся течений магнитная трубка резко расширяется с глубиной. Далее, для краткости будем называть зоной С (cold) подфотосферные слои пятна от его поверхности до глубины переходного температурного слоя (т.е. от видимых слоев пятна до глубин примерно 3-4 Мм). Здесь T плазмы более низкая, чем в окружающей среде, а внешние течения газа – сходящиеся. Более нижнюю, перегретую зону, где T газа выше T конвективной зоны на той же геометрической глубине, а крупномасштабные течения, сменив знак, становятся расходящимися (рис. 1а), – зоной Н (hot). В [2] дан качественный анализ магнитной структуры пятна под фотосферой и сделан вывод, что наблюдаемой картине более всего соответствует модель Паркера [3] (рис. 1).

В [2] фактически обсуждается только структура зоны С, проблема равновесия пятна не рассматривается. В [2, 6] не учитывается также наличие вильсоновской депрессии в пятне – существенного морфологического признака, важного для равновесия и устойчивости пятна в целом.

Особый интерес с точки зрения равновесия в системе представляет зона Н. Если в зоне С, вследствие пониженной температуры, газовое давление в пятне меньше внешнего на том же уровне, и баланс давлений (1)

может выполняться и при достаточно большом магнитном давлении, то в зоне Н разность газовых давлений имеет другой знак, и равновесие типа

$$P_{ex}(z) - \{P_{in}(z)\} = \{B_z^2(z)\} / 8\pi \quad (1)$$

становится уже невозможным. (Здесь $P_{ex}(z)$ - газовое давление внешней среды, $P_{in}(r, z)$ - давление газа внутри вертикальной магнитной силовой трубки, фигурные скобки означают усреднение по площади поперечного сечения пятна, система координат - цилиндрическая r, φ, z).

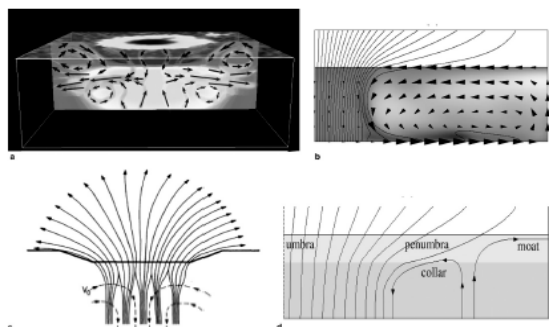


Рис. 1. (а). Схематический вертикальный разрез осесимметричных течений и вариаций скорости звука под пятном (светлые области - положительные возмущения, темные - отрицательные) (b). Течения газа в МГД-модели [6]. (с). Кластерная модель пятна по Паркеру [3]. (d). Схема течений в полутени [6]. Рисунок взят из работы [2], Fig. 4.

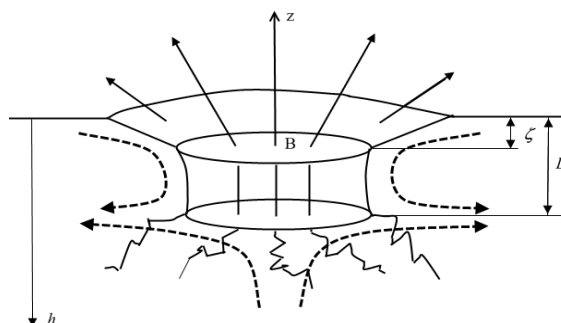


Рис. 2. Модель солнечного пятна. ζ - вильсоновская депрессия, L - глубина нижней магнитной границы. Трубку пятна на глубинах $\zeta < h < L$ аппроксимируем прямым цилиндром. Ниже уровня L поле теряет регулярную структуру. Пунктирные линии - течения плазмы, сходящиеся на глубинах до L и расходящиеся в более глубоких слоях.

В самом деле, температура газа в зоне Н превышает T окружающей среды на том же геометрическом уровне примерно на 1000 К [2], а плотность газа $\rho_{in}(z)$ в этой зоне должна быть даже немного выше, чем снаружи на той же глубине $\rho_{ex}(z)$, поскольку вертикальный столбик газа единичного сечения в пятне оказывается короче на высоту вильсоновской депрессии по сравнению со столбиком газа, имеющим основание на том же уровне в спокойной фотосфере вне пятна. Но вес этих столбиков должен быть одинаков, иначе вся пятенная конфигурация в целом будет, согласно закону Архимеда, всплывать или тонуть, а пятна - долгоживущие, практически стационарные образования! Если в зоне С магнитное поле пятна можно считать однородным по высоте [2], то в этой области $\rho_{ex}(z) = \rho_{in}(z)$, и тогда в зоне Н для выполнения интегрального вертикального баланса массы должен быть уровень с $\rho_{in}(z) \geq \rho_{ex}(z)$. Следовательно, с учетом того, что в зоне Н $T_{in}(z) > T_{ex}(z)$, можно утверждать, что в верхней части этой зоны есть слой, где разность давлений в (1) строго отрицательна: $\{P_{in}(z)\} > P_{ex}(z)$.

Численно разность $P_{ex}(z) - \{P_{in}(z)\}$ на глубине 4.5 Мм, составит, согласно моделям [7, 8], при учете одной только разности температур в 1000 К, величину: $-P_{ex} \frac{\Delta T}{T_{ex}} \approx -4.3 \times 10^8 \times 1000 / 32000 = -1.3 \times 10^7 \text{ дин/см}^2$. По модулю это на два порядка превышает давление газа в солнечной фотосфере и типичное значение магнитного давления в пятнах. Если паркеровскую систему сжатых магнитных трубок (рис. 1. с) продолжить из зоны С вниз, в зону Н, то средняя по сечению плотность энергии вертикального магнитного поля в (1) только возрастет по сравнению со случаем однородного распределения потока по сечению пятна. Течения газа в зонах С и Н не меняет баланс сил, поскольку плотность их кинетической энергии на глубине в 4-5 Мм, по меньшей мере, на три порядка ниже величины газового давления.

Рассмотрим боковое равновесие вертикальной скрученной магнитной трубки (жгута) $\mathbf{B} = (B_r(r, z), B_\varphi(r, z), B_z(r, z))$, переменного сечения $a(z)$ [9]:

$$P_{ex} - \{P_{in}\} = \frac{\{B_z^2\}}{8\pi} + \frac{1}{4\pi a^2} \int_0^a r^2 B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} dr. \quad (3)$$

Здесь радиус поперечного сечения магнитной силовой трубки-жгута a выбран так, что за пределами окружности радиуса a (в точках $r = a + 0$) магнитное поле можно считать пренебрежимо малым. В (1)-(3) использованы средние по сечению величины, поскольку точное пространственное распределение полей в магнитном жгуте нам, как правило, неизвестно. Уравнение (3) получается [9], если радиальную составляющую уравнения магнитогидростатики $-\nabla P + \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g} = 0$ для вертикальной аксиально-симметричной магнитной силовой трубки-жгута умножить на r^2 и проинтегрировать по r от 0 до $r = a$. Азимутальная составляющая поля $B_\varphi(r, z)$ в (3) не входит (она исчезает после интегрирования по частям), поэтому скрученность магнитного поля пятна в целом относительно оси его симметрии не влияет на баланс сил в зоне Н, поэтому далее мы рассматриваем нескрученную магнитную трубку переменного сечения. Как показано выше, левая часть уравнения (3) в зоне Н отрицательна и весьма велика по модулю по сравнению с магнитным давлением в пятне. Следовательно, (3) здесь может быть выполнено, лишь если второй член справа отрицателен и значительно превышает по модулю первый член. Производная $\frac{\partial}{\partial z}$ в подынтегральном выражении показывает, что условие (3) может быть выполнено, если только магнитное поле трубки достаточно быстро меняется по высоте. Иными словами, при переходе из “холодной” зоны С в “перегретую” зону Н магнитная силовая трубка пятна должна испытывать очень резкое боковое расширение, создающее радиальное натяжение, силовых линий, которое и начинает играть решающую роль в равновесии системы. В слоях глубже 4 Мм, магнитное поле пятна должно быть слабым, здесь

оно, по всей видимости, уже теряет регулярный характер, будучи подверженным конвективному запутыванию (Рис. 2) и рассеивающему влиянию расходящихся от оси течений плазмы (Рис. 1а). Тонкий горизонтальный слой между зонами С и Н есть уровень, определяющий «нижнюю магнитную границу» солнечного пятна L (Рис. 2). Эта граница имеет энергетический смысл: магнитное поле пятна, разумеется, не «заканчивается» на глубине L , поскольку всегда $\text{div}\mathbf{B} = 0$, оно продолжается в более глубокие слои в диффузном, рассеянном виде (Рис. 2), его влиянием на энергетику пятна на глубинах $h > L$ можно пренебречь. Благодаря наличию нижней магнитной границы, солнечное пятно представляется локализованным образованием, отграниченным от окружающей среды и с боков, и снизу. Это дает возможность описания долгопериодных колебаний пятна как целостного образования около устойчивого равновесного положения [4,5].

Пусть распределение поля в магнитной трубке подчиняется закону [10]:

$$B_z(r, z) = B_0(z)f\left(\frac{r^2}{\omega(z)}\right), \quad B_r(r, z) = \frac{r}{2} \frac{\omega'}{\omega} B_0(z)f\left(\frac{r^2}{\omega(z)}\right), \quad B_0(z)\omega(z) = \text{const}, \quad (4)$$

Здесь $B_0(z)$ - напряженность поля на оси симметрии, $\omega(z)$ - квадрат характерного поперечного масштаба, $f(r^2/\omega)$ - радиальный профиль поля, убывающий с расстоянием от оси. Распределение (4) удовлетворяет требованию $\text{div}\mathbf{B} = 0$. Третье условие в (4) - сохранение магнитного потока вдоль силовой трубки. Введем $s = r^2/\omega(z)$ - безразмерную координату магнитной поверхности переменного сечения. Подставив (4) в (3), получим:

$$P_{ex} - \{P_{in}\} = \frac{\{B_z^2\}}{8\pi} \left[1 + \frac{1}{2 \int_0^{s_0} f^2(s) ds} \left(\omega'' \int_0^{s_0} s f^2(s) ds - \frac{(\omega')^2}{\omega} \frac{s_0^2}{2} f^2(s_0) \right) \right]. \quad (5)$$

Здесь $s_0 = a^2/\omega(z)$ - координата граничной магнитной поверхности. Штрих - производная по z . Задавая в (5) различные горизонтальные $f(s)$ и вертикальные $\omega(z)$ профили поля, можно исследовать возможности силового удержания в зоне Н той или иной конкретной магнитной конфигурации. Расчеты показали, что проблему равновесия можно решить, если выбрать профили поля близкими по форме к потенциальному монополюсному распределению, но с разными вертикальным и горизонтальным масштабами:

$$f(s) = (s+1)^{-3/2}, \quad \omega(\bar{z}) = \omega_0 \left(\frac{\bar{z}}{\lambda_m} + 1 \right)^2 \quad \text{при } \bar{z} \geq 0 \quad (6)$$

Здесь \bar{z} - вертикальная координата, отсчитываемая от уровня L вниз, в глубину, λ_m - магнитная шкала высоты, задающая вертикальный масштаб изменения поля. Эта же величина определяет положение «радианта» - точки расположения виртуального монополя. Распределение (6) не описывает потенциальное поле: условие $\text{rot}\mathbf{B} = 0$ выполняется для (6) только в случае $\omega_0 = \lambda_m^2$. Подставив (6) в (5) найдем:

$$8\pi \frac{P_{ex} - \{P_{in}\}}{\{B_z^2\}} = 1 + \frac{a_0^2}{\lambda_m^2} \frac{s_0(s_0 - 1)}{(s_0 + 1)(s_0 + 2)}. \quad (7)$$

Отсюда следует: 1. Удержание поля у верхнего края зоны Н возможно, если $s_0 < 1$, т.е. когда $f(s_0)$, мало отличается от единицы, радиальное распределение магнитного поля достаточно однородно; 2. Поскольку отношение давлений в левой части (8) на глубинах 4 Мм равно примерно 100, вертикальный масштаб поля в верхней части зоны Н должен быть на порядок с лишним меньше горизонтального размера на уровне $\bar{z} = 0$: $\lambda_m \ll a_0$. Если принять $s_0 = 0.9$, а $\frac{\{B_z^2\}}{8\pi} = 2500^2/25 = 2.5 \times 10^5 \text{ дин/см}^2$, то: $\lambda_m = 0.05 a_0$. Это и позволяет считать, как в [4], что в энергетическом смысле сильное магнитное поле пятна ограничено по глубине уровнем $h = L$.

Таким образом, резкое боковое расширение магнитной трубки пятна решает проблему горизонтального равновесия у верхней кромки зоны Н. В остальном ее объеме давление и натяжение быстро слабеющего с глубиной магнитного поля оказываются уже несущественными, поэтому поперечный баланс давлений м. б. обеспечен только за счет дефицита плотности в этой зоне, компенсирующего превышение T . Практически весь объем горячей зоны под пятном является менее плотным, т.е. более «легким», и он удерживается от всплытия только лежащим сверху холодным и плотным пятном, магнитная трубка которого на нижнем конце резко расширена. Магнитное поле под пятном, у верхней кромки зоны Н не является потенциальным, оно представляет собою силовую конфигурацию, поджимаемую снизу горячим и более разреженным по отношению к окружающей среде «пузырем». Горячий разреженный «пузырь» возникает вследствие перекрытия идущего снизу конвективного потока тепла холодным солнечным пятном. Такова причина появления восходящих потоков, поджимающих пятно снизу и растекающихся в стороны вблизи уровня $h = L$.

Литература

1. *J. Zhao, A.G. Kosovichev and T.L. Duval, Astrophys. J.* **557**, 384. (2001).
2. *A.G. Kosovichev, Advances in Space Research,* **38**, 876. (2006).
3. *E.N. Parker, Cosmical magnetic fields. Part.I. Claredon Press.Oxford.* 1979. - 608.
4. *А.А. Соловьев, Е.А. Киричек, Астрофиз. Бюлл.* **64**. №2, 12. (2008).
5. *В.И. Ефремов, Л.Д. Парфиненко, А.А. Соловьев, Астроном. журн.* **83**, 450. (2007).
6. *Hulburt N.E., Rucklidge A.M. Mon. Not. R. Astron. Soc.* **314**.793. 2000.
7. *Stix M. The Sun: An Introduction, 2-nd ed., Berlin: Springer,* 2004.
8. *Spruit H.C. Solar Phys.* **34**. 277. (1974).
9. *А.А. Соловьев, Астрон. журн.* **61**, 91. (1984).
10. *А.А. Соловьев, Астрон. журн.* **59**. 380. (1982)

НЕРАДИАЛЬНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ СТРИМЕРОВ В СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

Тлатов А.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

NORADIAL EXTENDING OF CORONAL STREAMERS IN THE SOLAR CYCLE

Tlatov A.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

We have analyzed a direction of coronal streamers according to observation of SOHO/LASCO-2 during 1996-2008. As a rule, in the period of minimum of activity streamers are inclined to equator. It is found that the angle of deviation from the radial direction in the minimum of 24-th cycle were approximately 20% less than in the minimum of 23-rd cycle. We suggest to use the magnitude of nonradiality for estimation of intensity of the polar magnetic field of the Sun.

Важным вопросом в понимании структуры короны является изучение нерадиальности распространения корональных стримеров. Хорошо известно изменение угла отклонения от радиального положения θ для полярных корональных стримеров с фазой солнечного цикла [1]. Наибольшие значения угла α наблюдаются в эпоху минимума активности. Отклонение лучей от радиального положение наблюдается на всех широтах, кроме экваториальной зоны [3, 4], и изменяется с фазой цикла [2].

Регулярные наблюдения на коронографе SOHO/LASCO дают возможность провести анализ структуры солнечной короны за период, соизмеримый с длительностью цикла солнечной активности. Эти данные существенно дополняют длительные ряды наблюдений короны в спектральных линиях, проводимые на внезатменных коронографах, поскольку позволяют провести анализ корональных структур на достаточно большом расстоянии от солнечного лимба, а также эпизодические наблюдения “белой” короны во время полных затмений.

Нами была разработана методика распознавания корональных стримеров на двумерных изображениях короны телескопа SOHO/LASCO-2 в автоматическом режиме. В основе анализа лежит методика выделения ярких структур, распространяющихся, как правило, под небольшим углом к радиальному направлению, выделения точек локальных максимумов и определения параметров аппроксимирующего отрезка. Таким образом, нами были обработаны около $4 \cdot 10^3$ дней в период 1996-2008 гг. и выделено около 10^5 стримеров с размером не менее $1R_{\odot}$.

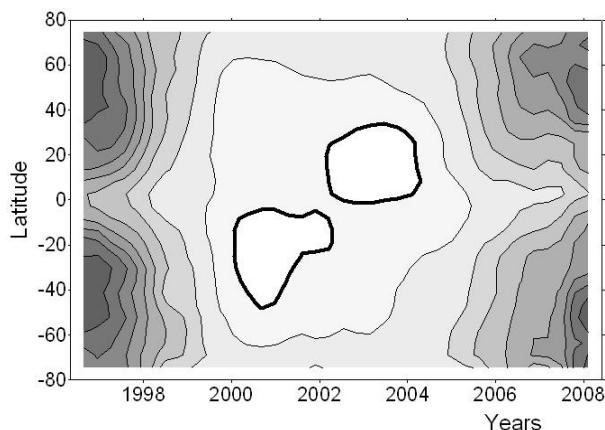


Рис. 1. Широтно-временная диаграмма углов отклонения корональных стримеров от радиального направления в период 1996-2008 гг. Области отклонения в сторону экватора затемнены. Линии уровня проведены через 1 градус.

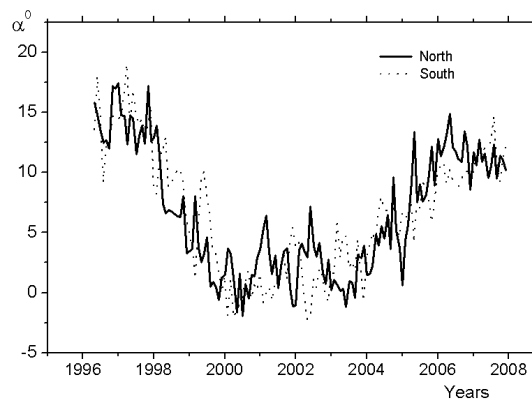


Рис. 2. Средний угол отклонения от радиального направления для стримеров северного (сплошная кривая) и южного (пунктир) полушарий. В минимуме 24-го цикла активности лучи лежат ближе к радиальному направлению, чем в минимуме 23-го цикла.

Стримеры в период 1996-2008 гг., как правило, развернуты в направлении солнечного экватора. Только низкоширотные стримеры в эпоху максимума активности слегка отклоняются в направлении полюсов (Рис. 1). Наибольшее отклонение от радиального направления происходит в эпоху минимума активности на широтах 40-60°. На Рис. 2 представлены среднемесячные значения углов отклонения от радиального направления α для северного и южного полушарий Солнца. Можно отметить, что в минимуме 24-го цикла активности угол α оказался примерно на 3 градуса меньше (или 20%), чем в минимуме 23-го цикла активности. Заметим, что в эпоху максимума активности и реперолюсовки магнитного поля Солнца, когда дипольная компонента магнитного поля минимальна, лучи направлены практически радиально. Проведенные нами расчеты структуры короны показывают, что это связано с уменьшением интенсивности глобального магнитного поля в минимуме 24-го цикла меньше, чем перед 23-м циклом. Величина отклонения лучей может использоваться для оценки интенсивности глобального магнитного поля Солнца. Причиной отклонения лучей от радиального направления могут быть глобальные токи.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программ РАН.

Литература

1. Всехсвятский С.К., Никольский Г.М., Иванчук В.И., Несмянович А.Т. и др. "Солнечная корона и корпускулярное излучение в межпланетном пространстве". Под. ред. С.К. Всехсвятского, Киев, 1965, 293 с.
2. Kim, Gun-Der; Makarov, V.I.; Tlatov, A.G., 2004, International Journal of Geomagnetism and Aeronomy, 5, 2.
3. Eselevich, V.G.; Eselevich, M.V., 2002, Solar Physics, 208, 5.
4. Wang Y.-M., 1996, ApJ, 456, L111.

СВОЙСТВА ПОЛЯРНЫХ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

PROPERTIES OF POLAR ACTIVITY CYCLES

Tlatov A.G.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Properties of polar cycles of activity are considered. It is shown that the amplitude of polar cycles is connected to and precedes cycles of sunspot. In polar cycles, as well as in sunspot cycles, there is a feedback between amplitude and duration. However, it is necessary to understand activity as polar cycles at latitudes above 70° degrees.

Возможно, что одним из первых обнаруженных предвестников солнечной активности были полярные факелы. Чистяков [1], проводя обзор исторических данных наблюдений полярной солнечной активности в белом свете, установил, что еще в 1867 г. Вебер [2] высказал идею о том, что 11-летний солнечный цикл начинается незадолго до минимума активности пятен на высоких широтах и затем скачкообразно перемещается в средние широты. Проводя корреляцию циклов полярной активности по рядам данных наблюдений полярных факелов обсерваторий Гринвичской, Ликской, Токийской, Цюриха, Маунт Вилсон и Кисловодска, Чистяков не пришел к однозначному выводу о связи полярных факелов с предыдущим или последующим циклом солнечных пятен. Возможно, неоднозначность результатов была связана с выбором широтной зоны существования полярных факелов. Как правило, к полярным фалам относятся факелы на широтах выше 50-60°. Однако в работе [3] при анализе ярких точек в линии КПСa было найдено, что только области на широтах выше 70° имеют существенную корреляцию со следующим циклом активности солнечных пятен (Рис. 1).

Корреляция амплитуд циклов высокоширотных ярких точек в линии КПСa и амплитуд циклов пятен за период 1910-1990 гг. составила $R = 0.78$. Проверим этот вывод для данных наблюдений полярных факелов в белом свете обсерватории Митака (Япония), которые позволяют выделить факелы на этих широтах. Оказалось, что корреляция между циклами высокоширотных полярных факелов и пятен для 19-23 циклов составила $R = 0.83$ (Рис. 2), $W_{\max} = 58,8 + 11,6 \cdot K_{\max}^{pol}$. Таким образом, мы можем сделать вывод, что именно высокоширотные полярные факелы и яркие кальциевые точки ($\theta > 70^\circ$) имеют существенную корреляцию с амплитудой следующего цикла солнечных пятен.

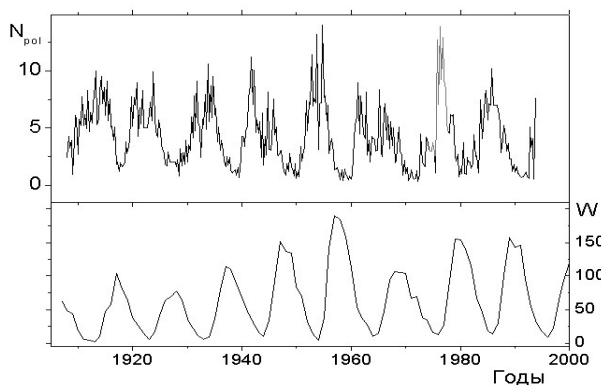


Рис. 1. Верхняя панель: число высокоширотных ярких эфемерных областей N_{pol} с контрастом не менее 30% от уровня спокойного Солнца. Значения северного и южного полюсов суммированы. Использована корректирующая функция видимости от времени года. Нижняя панель: среднегодовые значения чисел Вольфа.

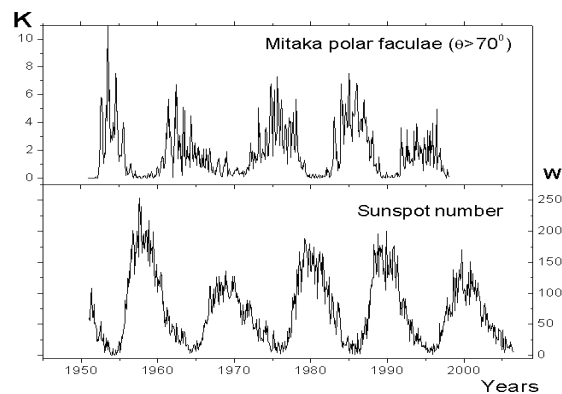


Рис. 2. Верхняя панель: среднемесячное число полярных факелов на широтах выше 70° по данным обсерватории Митака (Япония) за период 1951-1998 гг. Нижняя панель: месячные значения чисел Вольфа.

Длительность цикла активности является важным параметром, необходимым для понимания солнечной цикличности. Для определения длительности циклов полярной активности используем процедуру вписывания распределения Гаусса. Тогда для оценки длительности циклов будем использовать величину полуширины T_{width}^{pol} , а момент достижения максимума центр распределения T_{max}^{pol} . Оказалось, что амплитуда циклов полярных факелов обратно пропорциональна длительности полярных циклов: $K_{max}^{pol} = 15,5 - 1,9 \cdot T_{width}^{pol}$, коэффициент корреляции $R = -0,87$, $\sigma = 1,3$. Как и для циклов пятен, полярные циклы большей амплитуды обладают меньшей длительностью. Интервал времени между максимумом циклов полярных факелов и максимумом пятен также связан с амплитудой циклов: $W_{max} = 304 - 33,6 \cdot DT_1$, где $DT_1 = T_W^{max} - T_{max}^{pol}$, $R = -0,93$, $\sigma = 14$. Также существует соотношение: $W_{max} = 169 - 23 \cdot DT_2$, где $DT_2 = T_W^{min} - T_{max}^{pol}$, корреляция $R = -0,67$, $\sigma = 27$. Для циклов ярких полярных точек в линии КПСa получены соотношения: $N_{max}^{pol} = 17,7 - 1,07 \cdot T_{width}^{pol}$, $R = -0,88$, $\sigma = 1,2$; $W_{max} = 3 + 11 \cdot N_{max}^{pol}$, $\sigma = 28$. $W_{max} = 134 - 64 \cdot DT_2$, $R = -0,72$, $\sigma = 29$ и $W_{max} = 277 - 36,6 \cdot DT_1$, $R = -0,82$, $\sigma = 23$.

Полученные соотношения позволяют по амплитуде и моменту наступления максимума циклов полярной активности провести оценку амплитуды и времени максимумов циклов солнечной активности.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программ РАН.

Литература

1. Чистяков В.Ф., 1986, Методы исследования Солнца, (Влад.: Дальнаука), с.133.
2. Weber F., 1967, Ibid, 1867, bd. 10, 67-70, 155-157.
3. Тлатов А.Г., 2007, Письма в АЖ, **33**, 863.

ФОРМИРОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ ТОКОВЫХ ПЕТЕЛЬ ОКОЛО СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН U-КОНФИГУРАЦИИ

Тлатов А.Г., Васильева В.В.

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

FORMATION OF CORONAL CURRENT LOOPS NEAR TO U-LOOP SUNSPOTS

Tlatov A.G., Vasil'eva V.V.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Abstract

Conditions of system coronal current loops formation near to sunspots are considered. It is considered that current loops are continuation of the solenoidal currents covering a magnetic tube of a U-loop configuration under photosphere. Such currents arise from interactions of a magnetic tube with plasma of the convection zone at emersion from a zone of generation to the surface of the Sun. Inductivity of the current system, consisting of a solenoidal current under photosphere and current loops above photosphere, provides a ~~støek~~ sufficient energy of magnetic field for evolution of the solar flares, which occurs owing to a break and redistribution of coronal loops above photosphere.

Свойства корональных петель вблизи активных областей, такие как однородность размера сечения на разных высотах, близость диаметров, наличие скрученности и другие, свидетельствуют о том, что в корональных петлях протекают значительные токи, определяющие условия их формирования вблизи солнечных пятен. Рассматриваются различные причины возникновения таких токов и возможные конфигурации их замкнутого контура [1, 2, 5]. Изучение искривления корональных структур над активными областями привело к выводу, что характерная искривленная форма связана с существованием сильных вертикальных токов, связанных с подфотосферными структурами [3].

В данной работе обсуждается модель, в основе которой лежит предположение о том, что существование токовых петель обусловлено соленоидальным током, сформированным на стадии формирования солнечных пятен U-образной конфигурации [4], охватывающим силовую трубку активной области.

Рассмотрим магнитную трубку U-конфигурации, сформированную в результате динамо процессов у основания конвективной зоны и всплывшую к поверхности в виде замкнутой петли. В результате процессов взаимодействия магнитного поля с плазмой конвективной зоны вследствие закона Ампера $\vec{j} = 1/\mu\Delta \times \vec{B}$ у границы магнитной трубки и невозмущенной плазмы возникает ток. Если давление и продольное магнитное поле однородны по сечению, связь между продольным и азимутальным током

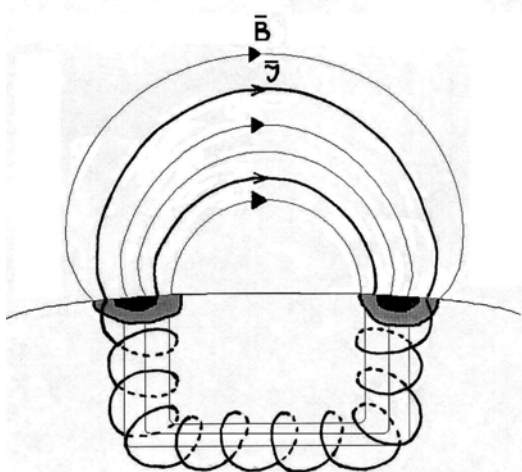


Рис. 1. Схема формирования корональных токовых петель вследствие продолжения подфотосферных соленоидальных токов, охватывающих силовую трубку.

ток и переходит в систему корональных токовых петель. Геометрия токовых корональных трубок близка к конфигурации магнитного поля над фотосферой, поскольку система токов и магнитного поля имеет бессиловую конфигурацию.

Рассмотрим аналог электрической цепи. Электрический контур можно представить в виде индуктивности, зависящей от геометрических размеров

$$L = \frac{a\mu\mu_0 l^2 q^2}{2\pi} \ln\left(1 + \frac{a}{b}\right),$$

где l – длина подфотосферной части магнитной трубки, a и b – размер сечения трубки и радиус петли. При $l = 10^7$ м, $q = 0.5$, $a = 10^4$ м, Индуктивность L будет около 10^{10} Гн, а энергия $E = LI^2/2$ составит порядка 10^{33} - 10^{36} Дж. По порядку величины энергия токового контура значительно превышает энергию, выделяющуюся при солнечных вспышках. Электрический ток над пятном замыкается по токовым корональным петлям. Движения, вызванные перемещением плазмы и вращением пятен, могут привести к пересечению двух токовых петель. При этом происходит изменение конфигурации токового контура, что приводит к перераспределению всех токов в системе токовых петель и быстрым переходным процессам над активной областью.

Авторы благодарны И.С. Веселовскому за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и Программ Президиума РАН.

Литература

1. *Melrose, D.B.*, 1996, *ApJ.*, 451, 391.
2. *Ryutova, M.* American Geophysical Union, Spring Meeting 2002,
3. *Pevtsov, A., Canfield R. McClymont A.N.*, 1997, *ApJ.*, 481:973
4. *Spruit H.C., Title A.M., Van Ballegooijen A.A.*, 1987, *Sol Phys.*, 110, 115.
5. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Uro S., and Pohjolainen S.*, 1998, *A&A.* 337, 887.

зависит от параметра скрученности магнитного поля $q = B_\phi / B_z = j_\phi / j_z$.

Параметр q можно оценить из наблюдений [3]. Зная интенсивность магнитного поля, достигающего на уровне фотосферы $B_z \sim 2500$ - 4000 Гс, и параметра скрученности $q \sim 0,5$, можно оценить величину токов; $j_z \sim 10^{12}$ А. Схема распределения токов и магнитного поля над пятном U-образной конфигурации представлена на рис. 1. Здесь под фотосферой течет соленоидальный ток, охватывающий магнитную трубку. Над фотосферой подфотосферный

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ В ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ ДЛЯ ПЯТИ СОБЫТИЙ МЕТОДОМ АНАЛИЗА ИХ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛИНИЯХ

Троицкая Е.В.

НИИ ядерной физики МГУ им. Д.В. Скобельцына, Москва, 119991, Россия

INVESTIGATION OF PROCESSES IN THE SOLAR FLARE FOR FIVE EVENTS BY MEANS OF THEIR GAMMA-EMISSION

Troitskaya E.V.

D.V. Skobeltsyn INP MSU, Moscow, 119991, Russia

Abstract

The method and the code (SINP code) were proposed for investigation the region of a solar flare. The Monte-Carlo calculations make allowance for the main processes of neutron interactions and deceleration in the solar plasma, character of neutron source, losses of neutrons, and density model of the solar atmosphere. We compare the data on intensity-time profiles of the neutron capture line of 2.223 MeV from the concrete flare with our model calculations for the same flare and deduce the density model of the solar atmosphere, the spectral index of accelerated particles and its variations with the time. The data on de-excitation lines of ^{12}C and ^{16}O are also used. The solar flares of 16 December 1988, 22 March 1991, 6 November 1997, 28 October 2003 and 20 January 2005 were studied. The effect of density enhancement in the sub-flare region and its delay relative to the flare onset was detected. The spectral index αT of charged particles was estimated, and the hardening of energy spectrum with time in the process of flare was established. Some peculiarities of the 20 January 2005 event are treated. It is shown that the modeling of this flare is possible in the supposition of enhanced content of ^3He . In this case the ratio of concentrations $n(^3\text{He})/n(\text{H})$ should be not less than $8 \cdot 10^{-5}$.

Частицы, ускоренные в солнечных вспышках, при взаимодействии с веществом солнечной атмосферы порождают нейтроны, которые при замедлении до тепловых скоростей эффективно захватываются ядрами водорода. Захват сопровождается испусканием гамма-линии с энергией 2.223 МэВ. По данным о гамма-излучении различной природы и нейтронам от вспышек могут быть получены сведения как о свойствах ускоренных частиц, так и о параметрах окружающей среды в месте протекания ядерных реакций.

В НИИЯФ МГУ предложен метод, позволяющий выяснить характер плотности солнечной атмосферы при помощи временного профиля гамма-линии от захвата нейтронов и линий высвечивания возбужденных уровней ядер ^{12}C и ^{16}O [1, 2]. Метод в его современном виде позволяет также определить спектр ускоренных частиц и его эволюцию со временем [3, 4], и основа его состоит в моделировании расчетом Монте-Карло распространения вторичных нейтронов, произведенных энергичными ускоренными во

вспышке протонами, высвечивания γ -квантов и их выхода из атмосферы Солнца. Учитываются все наиболее существенные для временного распределения выходящих в конечном итоге γ -квантов факторы: ядерные процессы, состав и свойства среды, начальные условия, геометрические аспекты. Для возможности выбора наиболее вероятной высотной модели плотности солнечной плазмы помимо основной, стандартной модели сконструированы 4 дополнительные модели как с повышенной, так и с пониженной плотностью. Подробное их описание и графические представления можно найти, например, в [3], здесь приведем лишь краткие характеристики (табл. 1). В новую версию [3, 4] включены также результаты работ [5, 6], связывающие энергетические спектры вторичных, генерированных во вспышке нейтронов с первичными спектрами ускоренных частиц.

Таблица 1.

Модель, m	Краткая характеристика концентрации n
1	Основная астрофизическая модель: концентрация гладко возрастает от $1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ на вершине фотосферы до $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на уровне, лежащем на 330 км ниже, где оптическая плотность $\tau = 1$ (для $\lambda = 500 \text{ nm}$) и резко возрастает до $\tau = 10$ на протяжении 60 км вглубь.
2	Повышена внутри и под фотосферой. Увеличена до $8 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на глубинах $\sim 500 \text{ км}$ под верхним уровнем фотосферы, т.е., в глубоких подфотосферных слоях.
3	Повышена внутри и под фотосферой. Под фотосферой нарастает более плавно и составляет $6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ на тех же глубинах.
4	Понижена, начиная с нижней хромосферы и глубже. На вершине фотосферы достигает $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, а на уровне, лежащем ниже на 330 км составляет $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.
5	Повышена по всей толще фотосферы – по всей ее толще составляет $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$.

При помощи нашей методики промоделированы временные профили гамма-излучения в линии 2.223 МэВ для событий 22 марта 1991, 6 ноября 1997, 16 декабря 1988, 28 октября 2003 и 20 января 2005. В первых 4-х случаях были найдены хорошие аппроксимации наблюдательных данных теоретически рассчитанными моделями. Было обнаружено, что плотность солнечной атмосферы во время вспышки изменяется более круто, чем в рамках модели спокойного Солнца, и достигает более высоких значений либо в фотосфере, либо в подфотосферных слоях (таблица 2). При исследовании вспышек 22 марта 1991 и 6 ноября 1997 рассчитывались временные зависимости констант спада τ временных профилей потоков γ квантов с энергией 2.223 МэВ. В результате сравнения с результатами наблюдений методом наименьших квадратов были получены показатели спектров нейтронов s и виды моделей плотности окружающей плазмы (их номера m). В случае же вспышек 16 декабря 1988, 28 октября 2003 рассчитывались и сравнивались с наблюдениями непосредственно временные профили потоков γ квантов. В результате сравнения получены спектральные индексы ускоренных частиц и наиболее вероятные модели плотности плазмы. В этих случаях, исходя из анализа отдельных временных интервалов потока γ квантов, удалось также сделать выводы как о динамике спектральных

индексов, так и о времени появления и характере подвспышечных уплотнений.

Таблица 2.

Время вспышки	Координаты, класс (оптика/рентген)	Прибор, аппарат, ссылка на источник данных	Предположения об испускании нейтронов		Результаты			
			Временной профиль, $I(t)$	Направление	Без весов		С весами	
Метод сравнения с расчетами: сравнение временных профилей постоянных спада; результат: показатель начального степенного спектра нейтронов s и номер модели плотности m								
					s	m	s	m
22.03. 1991 г. 22:42:51 UT	S26, E28 3B/X9.4	PHEBUS, GRANAT [7]	Мгновенное испускание	Вертикальное	1	2	3	5
				изотропное	0	3	0	2
6.11.1997 г. 11:52 UT	S18, W64 2B/X9.4	Гамма-спектрометр Yohkoh [8]	$I(t)$ учтен	изотропное	1	5	3	5
Метод сравнения с расчетами: сравнение временных профилей; Результат: спектральный индекс αT заряженных частиц и номер модели плотности m								
					αT	m	αT	m
16.12. 1988 г. 08:26 UT	N27, E23 1B/X4.7	GRS, SMM [9]	$I(t)$ учтен	изотропное	0.03*	5 **	–	–
28.10. 2003 г. 09:41 UT	S16, E08 4B/X17.2	SPI, INTEDRAL [10]	$I(t)$ учтен	изотропное	0.03*	5 **	–	–
20.01. 2005 г. 06:36 UT	N14, W61 3B/X7.1	СОНГ, КОРОНАС-Ф [11]	$I(t)$ учтен	изотропное	0.1*	5**		

Примечания: 16 декабря 1988 г. * найдено ужестчение спектра протонов на фазе спада γ -всплеска: индекс αT растет со временем от 0.005 до 0.1; **показано, что появление уплотнения в фотосфере (модель 5) запаздывает относительно времени начала γ -всплеска на время, порядка 140 с. 28 октября 2003 г. * Спектр ужестчается от $\alpha T = 0.005$ на фазе роста до 0.1 на фазах максимума и спада; ** появление уплотнения в фотосфере запаздывает относительно времени начала γ -всплеска на время, порядка 180 с. 20.01.2005 г. *Представлены результаты, полученные для $n(^3\text{He})/n(\text{H}) = 8 \cdot 10^{-5}$ (для остальных событий принято $2 \cdot 10^{-5}$), ** на фазе роста уплотнение ($m=5$) отсутствует.

В случае вспышек 16 декабря 1988 и 28 октября 2003 оценены также спектральные индексы ускоренных частиц, и показано, что энергетический спектр частиц ужестчается со временем (рис. 1, 2). В случае же события 20 января 2005 [12, 13] моделирование с достаточной точностью оказывается невозможным в рамках ранее использовавшихся предположений. Наблюдается дефицит реальных потоков γ -излучения на фазе спада по сравнению с моделирующими. Мы рассматриваем здесь возможность объяснения этого повышенным содержанием изотопа ^3He (рис. 3, 4) в области протекания ядерных реакций, представляющую наибольший интерес, поскольку в этом же событии впервые зарегистрировано γ -излу-

чение в диапазоне 15-21 МэВ [13, 14], значительная доля которого может объясняться радиационным поглощением нейтронов гелием-3 с испусканием γ -кванта с энергией 20.58 МэВ [15].

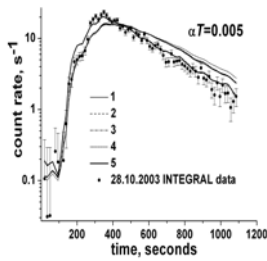


Рис. 1.

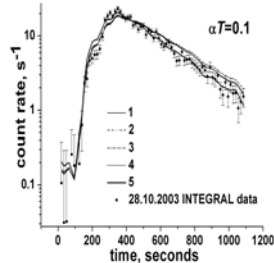


Рис. 2.

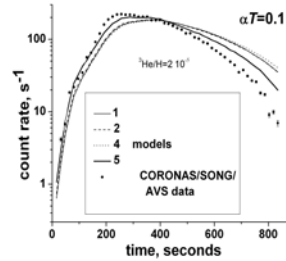


Рис. 3.

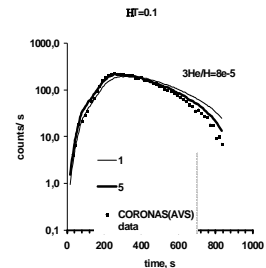


Рис.4.

Литература

1. Б.М. Кузевский, С.Н. Кузнецов, Е.В. Троицкая. Изв. РАН. Сер. физ. **60**, №8, 196 (1996).
2. B.M. Kuzhevskij, S.N. Kuznetsov, and E.V. Troitskaia. Adv. Space Res. **22**, 1141 (1998).
3. Б.М. Кузевский, Л.И. Мирошниченко, Е.В. Троицкая. *Астрономич. журнал*, 2005, т.82, № 7, с.637-648.
4. Troitskaia E., Gan W.Q., Kuzhevskij B., Miroshnichenko L., *Solar Phys*, vol.242, pp.87-99, 2007.
5. Hua, X.-M., and Lingenfelter, R.E. *Solar Physics*, 107, 351-383, 1987.
6. Hua, X.-M., Kozlovsky, B., Lingenfelter, R.E., Ramaty, R. and Stupp, A. *Astrophys. J. Suppl.* **140**, 563-579, 2002.
7. О.В. Терехов, А.Г. Кузьмин, Р.А. Сюняев и др. (in all 8 authors). *Письма в Астрон. Ж.* **22**, №3, 163 (1996).
8. M. Yoshimori, A. Shiozawa, and K. Suga. *Proc. 26th Int. Cosmic Ray Conf.* **6**, 5 (1999).
9. W.T. Vestrand, G.H. Share, R.J. Murphy et al. (in all 7 authors). *Astrophys. J. Suppl.* **120**, No.2, 409 (1999).
10. Kiener, J., Gros, M., Tatischeff, V., and Weidenspointner, G. *Astronomy & Astrophysics*, 445, 725-733, 2006.
11. I.V. Arkhangelskaja, A.I. Arkhangelsky, Yu.D. Kotov et al. Thin structure of temporal profiles of solar flares January 15, 17 and 20 2005 by data of AVS-F apparatus onboard CORONAS-F satellite. In: *Proc. of the International Symposium SEE 2007: Fundamental Science and Applied Aspects*, in press, 2007.
12. I.V. Arkhangelskaja, A.I. Arkhangelsky, A.S. Glyanenko, Yu.D. Kotov, and S.N. Kuznetsov. The investigation of January 2005 solar flares gamma-emission by AVS-F apparatus data onboard CORONAS-F satellite in 0.1-20 MeV energy band. In: *Proc. 11th European Solar Physics Meeting "The Dynamic Sun: Challenges for Theory and Observations"*. ESA SP-600. Eds: D. Danesy, S. Poedts, A. De Groof et al., pp.107.1-107.4, 2005.
13. И.В. Архангельская, А.И. Архангельский, П.А. Калмыков, Ю.Д. Котов, А.С. Гдяненко. Изучение характеристик солнечной вспышки 20 января 2005 года в высокоэнергетическом гамма-диапазоне по данным аппаратуры АВС-Ф. Сборник научных трудов «Научная сессия МИФИ-2007», Москва, МИФИ, Т.7, стр.19-20, 2007.
14. I.V. Arkhangelskaja, A.I. Arkhangelskij, Yu.D. Kotov, A.S. Glyanenko. The observation of gamma-ray emission during January 20, 2005 solar flare. In: *Proc. of the International Symposium SEE 2007: Fundamental Science and Applied Aspects*, Athens, Greece, in press, 2007.
15. Troitskaya E., Arkhangelskaja I., Miroshnichenko L., Arkhangelsky. *Proc. of SEE 2007: Fundamental Science and Applied Aspects*, Athens, Greece, 2007: in press, 2007.

НАБЛЮДЕНИЯ ПРЯМОЙ СВЯЗИ ШИРИНА–ИНТЕНСИВНОСТЬ ДЛЯ КРАСНОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ

Тягун Н.Ф.

ИСЗФ СО РАН, 6640333, Иркутск

OBSERVATION OF DIRECT CORRELATION BETWEEN WIDTH–INTENSITY FOR RED CORONAL LINE

Tyagun N.F.

ISTP SB RAS, 664033, Irkutsk

Abstract

For the first time the width–intensity direct dependence for red coronal line has been found. It is of interest that it is observed in polar region in autumn.

Впервые факт обратной зависимости между шириной ($\Delta\lambda$) и интенсивностью (W) для красной корональной линии был установлен в [1] и подтверждён дальнейшими исследованиями [2, 3, 4]. При этом для зелёной линии сохраняется прямая зависимость $\Delta\lambda$ и W [5]. В последние годы серия работ, выполненная на эту тему по наземным наблюдениям на обсерватории Норикура, подтверждает эти факты [6-16]. Такая разница в поведении линий излучения высокоионизованных атомов, принадлежащих одному и тому же элементу непонятна. В объяснении, предложенном нами в [17,18], акцент делается на образе структурированности плазмы короны по лучу зрения. Получается, что красная корона в основном должна быть более равномерно и тонко структурирована по сравнению с зелёной.

В настоящей работе мы рассмотрели отдельные случаи наблюдений полярных областей в красной линии с Большим Коронографом Саянской Обсерватории в N и S полушариях. Наблюдения и обработка, как в [1]. Из 21 случая наблюдений 6 приходится на осень (сентябрь), остальные 15 – на июнь-июль. Оказалось, что 5 из 6 случаев наблюдений в сентябре показывают ПРЯМУЮ (!) зависимость $\Delta\lambda$ и W , один - нейтрален. Летние наблюдения дают в основном обратную связь $\Delta\lambda$ и W . На рисунках 1–2 представлены результаты 2–х наблюдений осенью. Впервые красная линия показывает прямую зависимость $\Delta\lambda$ и W . Следуя объяснению, предложенному нами в [18], надо полагать следующее. Осенью, когда ось Солнца наклонена на угол $B = \pm 7^\circ$ и мы видим на лимбе преимущественно границы корональной дыры, то, чтобы осуществился случай, соответствующий Рис.4б в [18], щётки корональной дыры должны быть более крупными и плотными и, следовательно, более яркими, чтобы не быть «засоренными» сигналами от материи перед ними или за ними, или больше концентрироваться к границам дыр. Прямая связь $\Delta\lambda$ и W также может говорить в пользу того, что

ветер «дует» из щёток, а не из промежутков между ними. Новые результаты, приведённые в настоящей статье, подтверждают, на наш взгляд, пра-

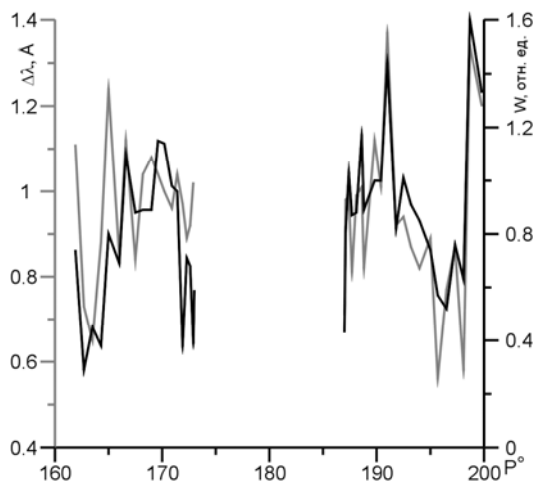


Рис. 1. Наблюдение 13.09, S-полус.

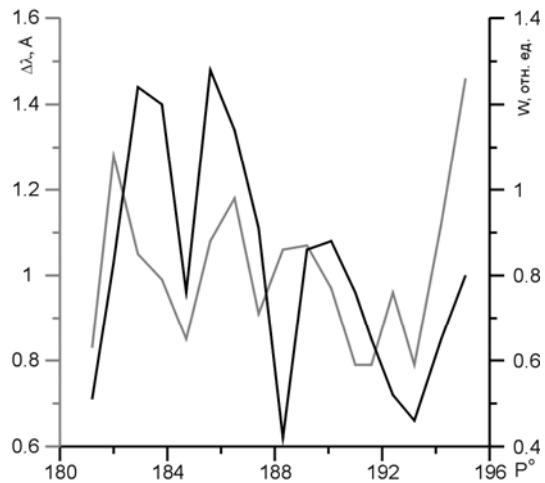


Рис. 2. Наблюдение 28.09, S-полус.

вильность подхода при интерпретации профилей линий, излучаемых в прозрачной атмосфере, предложенного в [17,18], и требующего учёта степени неоднородности этой атмосферы по лучу зрения.

Литература

1. *Tyagun N.F. and Stepanov V.E.*: 1976, In Contributions of the Solar Activity and Solar-Terrestrial relations (ed. Sykora J.P.), 323.
2. *Du, Jinsheng, Tyagun N. and Khmyrov G.*: 1991, ChJSS 11, 286.
3. *Тягун Н.*: 1998, Изв. А.Н., серия физич., т.62, № 6, 1244.
4. *Тягун Н.*: 2004, “Магнитные поля и трехмерная структура солнечной атмосферы”, Труды Всероссийской конф. посв. 90-летию со дня рожд. чл.-кор. РАН В.Е. Степанова, Иркутск, 25-29 августа 2003 г., Изд-во СО РАН, 104.
5. *Тягун Н.*: 1989, в «Атмосфера Солнца, межпланетная среда, атмосфера планет». Ред. Р.А. Гуляев (ИЗМИРАН, Москва, 1989), С.46.
6. *Singh J., Ishimoto K., Imai H. et al.*: 1999, PASJ 51, 269.
7. *Raju K.P.; Sakurai T.; Ishimoto K. et al.*: 2000, Ap.J. 543, 1044.
8. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K.*: 2002, PASJ 54, 793.
9. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K.*: 2002, PASJ 54, 807.
10. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K.*: 2003, Sol. Ph. 212, 343.
11. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K.*: 2003, Ap.J. 585, 516.
12. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K.*: 2004, Ap.J. 617L, 81.
13. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K.*: 2005, Sol. Ph. 226, 201.
14. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K.*: 2006, Ap.J.639, 4753.
15. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K. et al.*: 2006, JApA 27, 115.
16. *Singh J., Sakurai T., Ishimoto K. et al.*: 2006, Sol. Ph. 236, 245.
17. *Tyagun N.*: 1994, In IAU Colloquium 144. Solar Coronal structures (eds. V. Rusin, P. Heinsel and J.C. Vial), 421.
18. *Тягун Н.*: 1997, Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, вып.106, 59.

О EW–АСИММЕТРИИ В МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ КОРОНЕ

Тягун Н.Ф.

ИСЗФ СО РАН, 6640333, Иркутск

ON THE EW–ASYMMETRY IN THE MONOCHROMATIC CORONA

Tyagun N.F.

ISTP SB RAS, 664033, Irkutsk

Abstract

On the base of the corona service data for the period of 1946–2000, the positive EW–asymmetry characteristic for the all period has been found. Seasonal variations mentioned earlier in some studies has not been found.

EW–асимметрия (EW–ас.) на Солнце проявляется по многим явлениям. Что касается короны, то интригует результат, полученный Треллисом [1]: EW–ас. в оптической короне не только существует, но и имеет сезонный ход (см. Рис. 1): годовая волна в зелёной линии с максимумом в сентябре-октябре и минимумом в марте подтверждает идею автора о том, что имеется «влияние» из направления на Арех, куда Солнце движется со скоростью 20 км/с. Удивительно, что красная линия показывает годовую волну в противофазе к зелёной. Идея «влияния» из направления на Арех высказывается также в работе [2], где убедительно показано, что летом, когда Солнце наблюдаемой стороной обращено на Арех, вспышек происходит больше, чем зимой.

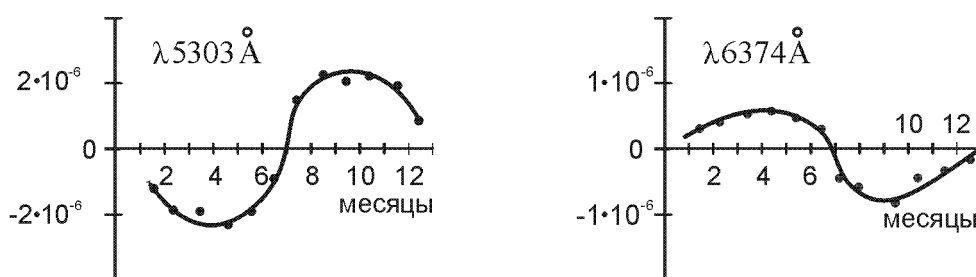


Рис. 1. EW-ас. в зелёной и красной короне [10].

Сезонный ход для зеленой короны также был обнаружен в работах [3,4], но годовая волна противоположна найденной в [1]. Серия работ на тему EW–ас. в короне выполнена греческими учёными. Проанализированы возможные ошибки. Основной вывод: существует преобладание E края как по наблюдениям яркости спектров, так и K–короны [8,9]. Впечатляет работа Пайдушакковой [5] – объёмное и всестороннее исследование EW–ас. по материалам наблюдений короны в зелёной и красной линиях за 1948-1961 гг. практически всех существующих на то время корональных станций.

Именно эта работа вскрывает факт возникновения огромного диапазона ошибок, возникающих при внеатмосферных наземных наблюдениях относительно малых величин яркости солнечной короны с различными инструментами. Эти ошибки могут включать в себя: приборные, методические (разные системы оценки яркости короны) и «атмосферные» (в течение наблюдения атмосферные условия, как правило, изменяются в худшую сторону). Сравнение изменения яркости короны во времени по данным различных станций, выполненное в [5], показывает, что ходы кривых этих изменений бывают не только несинхронными, но и прямо противоположными. Становится ясно, что в таких условиях «выловить» различия между E и W-яркостями конечно очень сложно.

В настоящей работе анализу был подвергнут ряд данных службы короны в зеленой линии за 1946-2000 гг., основу которого составляют наблюдения Кисловодской станции. Обработка произведена по схеме, как в [3,4] с той разницей, что использованы все широты. Асимметрия вычислялась по формуле:

$$EW = I_E - I_W / I_E + I_W$$

Вначале усреднение производилось по месяцам для каждого года в отдельности. В подавляющем большинстве случаев какой-либо закономерный сезонный ход не проявился. Сводный график сезонного хода EW-ас. для всего периода приведён на Рис. 2.

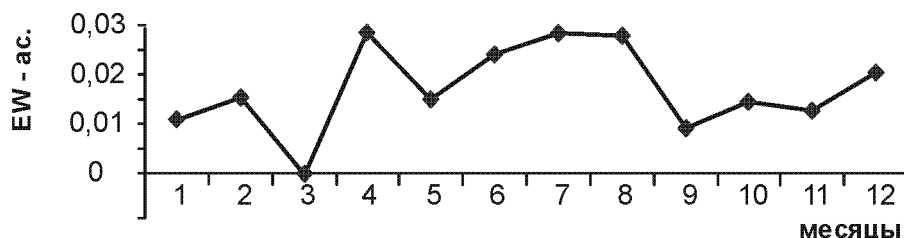


Рис. 2. Сезонный ход EW-ас. зелёной короны, 1946-2000 гг.

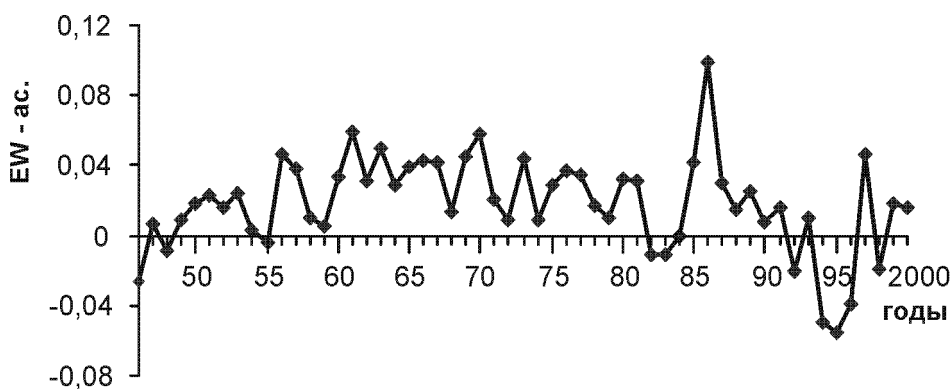


Рис. 3. Вариации EW-ас. в зелёной короне, 1946-2000 гг.

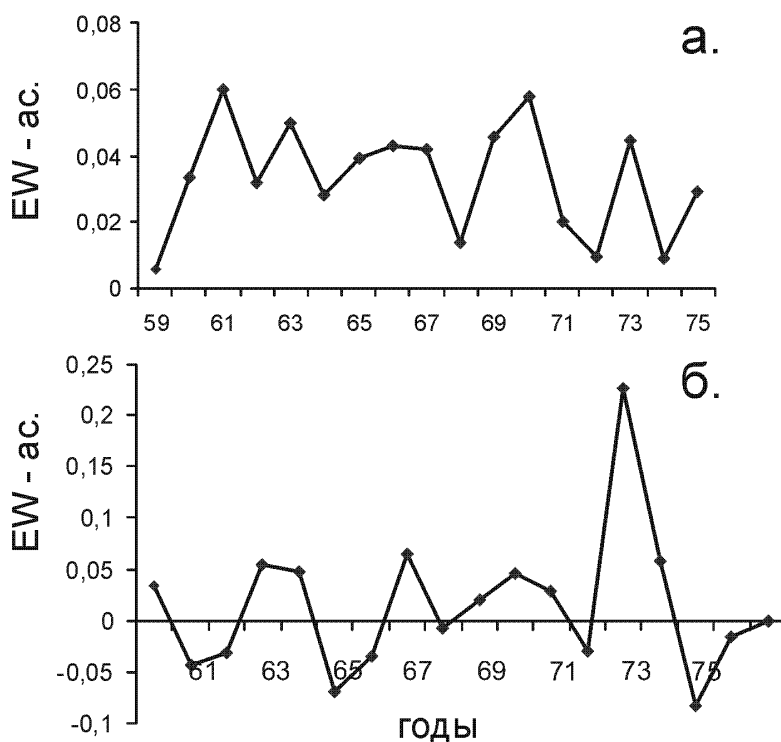


Рис. 4. Изменение EW-ас. короны (а) и вспышек (б) [5] во времени.

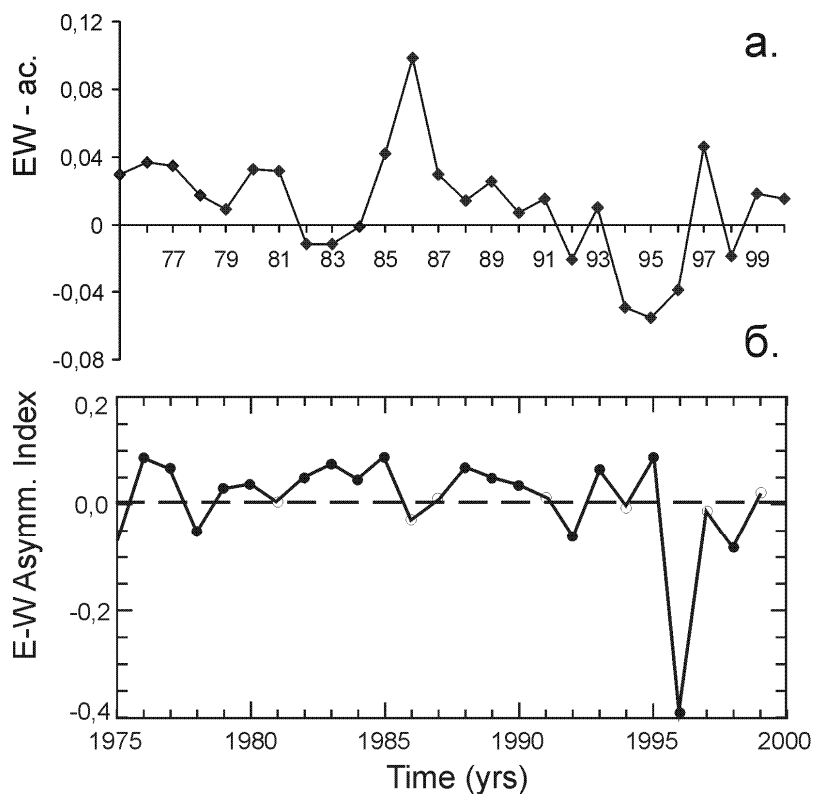


Рис. 5. Изменение EW-ас. короны (а) и вспышечного индекса (б) [6] во времени.

На Рис. 3 приведены вариации EW-ас. в зелёной линии во времени для периода 1946-2000 гг. после усреднения по годам. Очевидно, что положительная EW-ас. в зелёной короне существует практически на протя-

жении всего периода, кроме отрицательного «выпада» в 1994-1996 гг. О сезонном ходе для всего периода в среднем говорить не приходится. Рисунки 4 и 5 позволяют сравнить ход изменений EW–ас. в зелёной короне и по вспышкам. Данные по EW–ас. вспышек и вспышечному индексу взяты из [6,7] соответственно. Видим, что имеются периоды как похожего поведения, так и в антифазе. Особо обращает на себя внимание совпадение поведения EW-ас. как по вспышкам, так и в короне в 1995-1996 гг. на Рис.5.

Таким образом, общим для всех исследований, проведённых ранее и настоящего, является вывод о том, что EW–ас. в короне существует. Однако, из-за малости самих измеряемых величин (яркость короны составляет $\sim 10^{-6}$ от яркости фотосферы) исследования отягощены огромными ошибками, как это показала Пайдушакова [5], и зачастую результаты бывают прямо противоположными. Особенно это касается исследований сезонного хода EW–ас., когда мы имеем дело, по-видимому, с величинами следующего порядка малости.

В заключение автор благодарит А.Г. Глатова за разрешение воспользоваться данными по службе короны, полученными на Кисловодской станции.

Литература

1. *Trellis M.*: 1960, *Comp. Rend.* 250, 58.
2. *Svestka Z.*: 1968, *Sol. Ph.* 4, 18.
3. *Тягун Н. и Рыбанский М.*: 1981, *Phys. Solariterr.*, Potsdam 17,19.
4. *Тягун Н. и Хмыров Г.*: 1988, в «Солнечные магнитные поля и корона», Труды XIII Конс. совещ. по физике Солнца (памяти В.Е. Степанова) т.1, 278.
5. *Pajdusakova L.*: 1966, *Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso* 3, 6.
6. *Letfus V., Ruzickova-Topolova B.*: 1980, *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* 34. 229.
7. *Temmer M., Veronig A., Hanslmeier H. et al.*: 2001, *A&A* 375, 1049.
8. *Tritakis V., Noëns J. and Paliatsos A.*: 1995, *Sol. Ph.* 156, 229.
9. *Tritakis V., Mavromichalaki H., Paliatsos A. et al.*: 1997, *Nev Astr. (Intern.electr. J. A&A)* 2, 437.

ПРЕДИКТОРЫ АВРОРАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

Хвиузова Т.А., Толочкина С.В.

Полярный геофизический институт КНЦ РАН, Мурманск, Россия

PREDICTORS OF THE AURORAL DISTURBANCE

Hviuzova T.A., Tolochkina S.V.

Polar Geophysical Institute, Murmansk, Russia

Abstract

The parameters or the events in the solar-geo-medium serve as the auroral disturbance predictors. The block-schemes of the auroral disturbance forecast were constructed. The solar wind parameters for different stream types are shown.

Авроральные возмущения являются конечным звеном в цепи возмущений в космическом пространстве, начиная от событий на Солнце, в солнечном ветре и ММП и заканчивая ионосферно-магнитосферными возмущениями и полярными сияниями. В этой последовательности событий каждый следующий шаг находится с предыдущим в тесной связи.

Предикторы авроральных возмущений есть обнаруженные явления в солнечно-земной среде (отдельные параметры или отдельные события), предшествующие наземным возмущениям.

Для целей прогнозирования удобно объектом прогноза выбрать Q-индекс магнитной активности. Он адекватно описывает овал полярных сияний и хорошо коррелирует с другими параметрами: индексами AE и AL, ионосферными структурными областями и их границами.

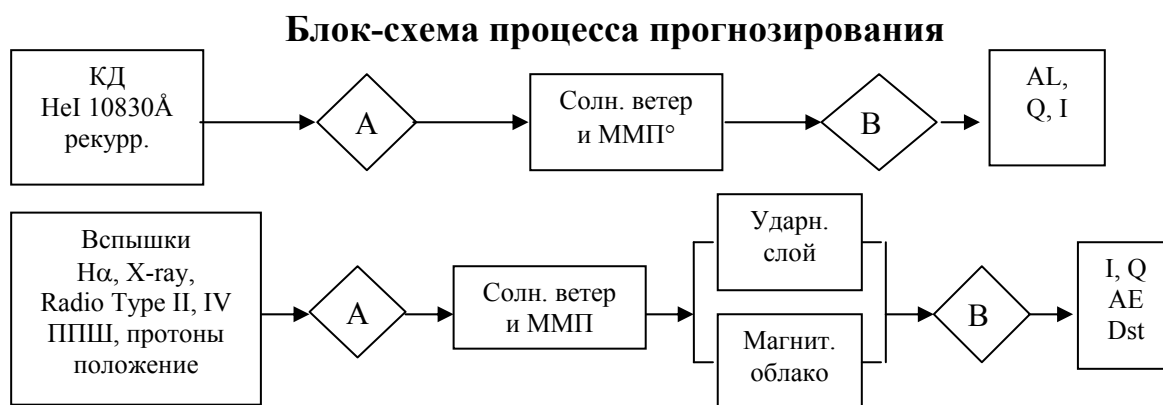
Для поисков предикторов авроральных возмущений удобно разделить возмущения в солнечном ветре по разным типам потоков, так как потоки отличаются солнечными источниками и отсюда своими свойствами [1, 2].

Таблица.

тип потока	v, км/с	n, см ⁻³	T _p , 10 ⁴ К	B, нТ	на 1AE	Bz, Г в h	транз, дни	аврор. возм.
ГТС	300-400	15-50	< 10	4-8	СС	6	4-5	Q, I
ВСП КД	450-650	2-8	> 10	< 10	1–10 d	5-7	2.5-3	Q, I, AL
кро ВСП	400-500	5-15	< 10	> 10	12-15 h	2-2.5	2.5-3	Q, I, AE
уд. слой	450-700	10-30	10-30	10-20	5-6 h	0.5-1	1-2	AE, Dst
магн. обл.	450-600	10	10	10-15	15-18 h	15-18	1.5-2	AE, Dst
медл. СМЕ	300-350	10	< 10	10	12 h		4-5	Q, I, AE

В таблице представлены характеристики типов потоков солнечного ветра: высокоскоростные потоки (ВСП) от корональных дыр (КД) и их лидирующие кромки; гелиосферные токовые слои (ГТС); нестационарные потоки от солнечных вспышек и/или исчезнувших филаментов, имеющие две структурные области (ударные слои и магнитные облака).

Между параметрами солнечных источников, солнечного ветра и авроральных возмущений ранее были найдены многие эмпирические взаимосвязи [1, 2 и ссылки в них]. Авроральные возмущения развиваются во времени для каждого типа потоков по своему особому сценарию. Последовательность событий представлена на блок-схеме (2 примера) для разных типов потоков солнечного ветра: солнечный источник; А – эмпирические связи между параметрами солнечного источника и солнечного ветра и ММП; параметры солнечного ветра; В – эмпирические связи между параметрами солнечного ветра и геомагнитными и авроральными возмущениями; основные параметры авроральных возмущений. Из нее видно, что все параметры солнечных источников и солнечного ветра могут быть предикторами авроральных возмущений.



Результаты

Для поисков предикторов авроральных возмущений возмущения в космическом пространстве разделены по разным типам потоков солнечного ветра, так как потоки отличаются солнечными источниками и, отсюда, своими имманентными свойствами. Выбраны оптимальные, связанные с физическими процессами на Солнце, временные периоды упреждения прогноза. Построены блок-схемы процесса прогнозирования авроральных возмущений.

Литература

1. Хвиюзова Т.А., Леонтьев С.В. Типы потоков солнечного ветра и их взаимосвязь с характеристиками полярных сияний // кн. Физика околоземного космического пространства в 4-х главах. Глава 3. Апатиты. ПГИ КНЦ РАН. - 2000. - с.549-571.
2. Tsurutani B.T., The interplanetary causes of magnetic storms, substorms and geomagnetic quiet // in Space Storms and Space Weather Hazards, 103-130. 2001. I.A. Daglis (ed.), Kluwer Academic Publishers.

ТОРОИДАЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ПО ДАННЫМ О ГРУППАХ, НАРУШАЮЩИХ ПРАВИЛО ХЕЙЛА

Хлыстова А.И.¹, Соколов Д.Д.²

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

²*Московский Государственный университет, Москва*

Khlystova F.I.¹, Sokoloff D.D.²

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk*

²*Moscow State University, Moscow*

Abstract

Latitudinal-temporal distribution of the groups of sunspots which violate the Hale polarity law is considered for the years 1988-2004. The distribution demonstrates a behavior similar to that ones of the 11-year solar cycle of whole bulk of sunspots. Basing on the statistic of the groups violating the Hale law, we estimate the ratio of fluctuation and regular components of toroidal magnetic field in the base of convective zone.

По представлению теории Солнечного динамо основными физическими величинами, участвующими в образовании цикла солнечной активности, являются тороидальное и полоидальное магнитные поля Солнца в той области, где происходит процесс динамо, т.е., по-видимому, в основании конвективной зоны. Из-за непрозрачности Солнца обе эти величины недоступны непосредственному наблюдению. О том, каково тороидальное магнитное поле, приходится судить по солнечным пятнам, которые рассматриваются как трассер этого поля. Здесь мы попытаемся выяснить, что нового мы можем узнать о тороидальном магнитном поле по данным о группах солнечных пятен, нарушающих правило полярности Хейла.

Солнечное пятно связано с выходом на поверхность Солнца магнитной трубки. В силу соленидальности магнитного поля эта трубка должна уходить под поверхность Солнца в другом пятне. Поэтому пятна (за определенными исключениями) удается разбить на группы, члены которых связаны магнитной трубкой, а также установить направление магнитного поля в этой трубке. Оказывается, что это магнитное поле, представляющее на поверхности тороидальное поле Солнца, подчиняется некоторому правилу полярности, называемому законом Хейла. В силу этого закона, магнитные поля в северном и южном полушариях Солнца направлены противоположно, а в данном полушарии направление магнитного поля меняется на противоположное от цикла к циклу. Естественно, встречается небольшое число групп (несколько процентов), нарушающих это правило полярности.

Мы собрали данные об этих группах 1988-2004 гг. из каталога Маунт Вилсон. Оказалось, что на широтно-временной диаграмме, построенной по группам-нарушителям, достаточно отчетливо видна миграция от средних широт к экватору области, в которой преимущественно появляются группы-нарушители. Оказывается, что группы-нарушители расположены приблизительно в тех же областях диаграммы, где и остальные пятна. Общее число групп-нарушителей, отмеченное за рассматриваемые годы, составляет 358 из общего числа 7351, т.е. 4.9%.

Отметим, что при отборе групп-нарушителей и отнесении их к определенным активным областям мы столкнулись с некоторыми проблемами. Так, одна и та же

активная область изменяет магнитный класс по мере своего развития. В данной работе мы не проводим разделение материала на отдельные типы групп. Кроме того, для одной и той же активной области в каталоге не всегда отмечена инверсия магнитных полярностей (инверсия поля в каталоге отмечается знаком (+)). К числу групп-нарушителей мы отнесли те группы, для которых в каталоге хотя бы раз сделана отметка (+). Все инверсные случаи касаются магнитных конфигураций В и D.

Основываясь на указанных соображениях, мы принимаем, что появление групп-нарушителей связано с тем же процессом динамо, что и формирование всего тороидального магнитного поля. Мы считаем, что тороидальное магнитное поле имеет две составляющие – регулярную **V** и флуктуационную **b**. Если флуктуационная компонента в данном месте столь велика, что она превосходит регулярную и имеет противоположный ей знак, так что величина **V+b** противоположна по знаку **V** и сравнима с ним по величине, то происходит образование группы-нарушителя. Малое относительное число групп-нарушителей естественно связать с малой вероятностью того, что вклад флуктуационной компоненты окажется достаточно большим. Принимая, что флуктуации **b** гауссовские с нулевым средним значением и стандартным отклонением **b**, нетрудно оценить, каково должно быть отношение **b/V** для того, чтобы относительное число групп-нарушителей составляло несколько процентов. Поскольку гауссова случайная величина принимает значение, большее двух стандартных отклонений, именно с такой вероятностью, мы получаем, что (по порядку величины) **b** приблизительно равно **V**.

Насколько нам известно, полученная оценка является первой основанной на наблюдениях оценкой соотношения регулярного и флуктуационного магнитных полей в основании конвективной зоны. Наша оценка вполне укладывается в представления теории динамо, согласно которым рост крупномасштабного (регулярного) магнитного поля не может происходить без одновременного роста флуктуационного магнитного поля. Этот факт иногда упускается из вида, поскольку уравнения динамо средних полей удается выразить лишь через компоненты регулярного магнитного поля. Итак, пространственное строение тороидального магнитного поля в основании конвективной зоны или в инверсном слое далеко от наивного представления о почти однородном тороидальном магнитном поле. Это поле собрано в достаточно сложные структуры, возможно, в запутанные и изогнутые магнитные трубки.

Нам кажется, что данные о распределении групп-нарушителей в ходе солнечного цикла дают полезную информацию о работе солнечного динамо. Представляется, что анализ аналогичных данных за другие солнечные циклы, по которым имеются наблюдения, мог бы дополнить эти выводы.

Это исследование включает данные из синоптической программы 150-футового Солнечного Башенного телескопа обсерватории Маунт Вилсон. Телескоп управляется UCLA при финансовой поддержке NASA, ONR и NSF по соглашению с институтом Маунт Вилсон.

Мы благодарим за полезные обсуждения В.Н. Обридко, Х. Жанга и Гао Ю.

Работа частично поддержана проектами РФФИ 07-02-00127, РФФИ-ГФЕН 05-02-39017 и 08-02-92211-ГФЕН_a, интеграционным проектом СО РАН и ДВО РАН, программой Президиума РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля” и программой ОФН РАН № 16.

О ГЕНЕРАЦИИ АЛЬВЕНОВСКИХ ВОЛН В ФОТОСФЕРАХ СОЛНЦА И ЗВЕЗД

Цап Ю.Т.^{1,2}, Копылова Ю.Г.¹, Степанов А.В.¹

¹ГАО РАН, СПб, Россия

²НИИ КрАО, п. Научный, Украина

ON THE GENERATION OF ALFVÉN WAVES IN SOLAR AND STELLAR PHOTOSPHERES

Tsap Yu.T.^{1,2} Kopylova Yu.G.¹ and Stepanov A.V.¹

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²Crimean Astrophysical Observatory, Ukraine

Abstract

Influence of neutral atoms on the energy flux of Alfvén waves under conditions of solar and stellar photospheres is investigated. It has been shown that the energy flux does not depend on the degree of plasma ionization in the case of the weakly ionized plasma if the frequency of collisions between an ion and neutrals are much less than the wave frequency. Therefore a statement of Vranjes et al. [1] about the problematical generation of Alfvén waves at the level of the solar photosphere is not correct.

Сравнительно недавно Вранжес и др. [1] на основе уравнений трехжидкостной МГД пришли к заключению, что если генерация альвеновских мод происходит в фотосфере, то потоки энергии волн F должны быть на несколько порядков меньше тех значений, которые следуют из общепринятого выражения для $F = \rho \delta B^2 V_A / (8\pi)$, где ρ — плотность плазмы, δB — амплитуда возмущения магнитного поля B , $V_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$ — альвеновская скорость. Это объясняется низкой степенью ионизации фотосферного вещества. В результате момент количества движений ионов оказывается слишком мал, чтобы «разогнать» посредством столкновений гораздо более многочисленные нейтралы. Между тем результаты, полученные в работе [1], на наш взгляд, нельзя считать корректными по следующей причине. Вранжес и др. [1] для определения значений возмущенных скоростей ионов и атомов пренебрегли в уравнениях движения электромагнитными силами. По мнению авторов, такое предположение оправдано тем, что ионная гирочастота $\Omega_i = eB/(Mc)$ в условиях фотосферной плазмы гораздо меньше эффективной частоты столкновений иона с нейтралами ν_{ia} . Однако из условия $\Omega_i \ll \nu_{ia}$ совершенно не следует вывод о пренебрежимо малой роли силы Лоренца $f_L = |\delta \mathbf{v}_i \times \mathbf{\Omega}_i|$, где $\delta \mathbf{v}_i$ — возмущенная скорость ионов, в динамике заряженных частиц.

Действительно, сила торможения иона, вызванная его столкновениями с нейтральными атомами $f_{ia} = \nu_{ia} |\delta \mathbf{v}_i - \delta \mathbf{v}_a| \rightarrow 0$, когда возмущенная

скорость нейтральных атомов $\delta \mathbf{v}_a \rightarrow \delta \mathbf{v}_i$. Поэтому частоту ν_{ia} нельзя рассматривать в качестве параметра, характеризующего значение силы f_{ia} , и пренебрежение силой f_L может приводить к необоснованным выводам. Откуда следует необходимость проведения более детального анализа проблемы определения потоков энергии альвеновских волн в слабо ионизованной плазме.

В рамках трехжидкостной МГД линеаризованные уравнения движения электронов (e), ионов (i) и нейтральных атомов (a), описывающие распространение альвеновских волн в частично-ионизованной плазме представим следующим образом

$$-en_e \delta \mathbf{E} - \frac{en_e}{c} \delta \mathbf{v}_e \times \mathbf{B} = 0, \quad (1)$$

$$n_i M \frac{\partial \delta \mathbf{v}_i}{\partial t} = en_i \delta \mathbf{E} + \frac{en_i}{c} \delta \mathbf{v}_i \times \mathbf{B} + n_i M \nu_{ia} (\delta \mathbf{v}_a - \delta \mathbf{v}_i) = 0, \quad (2)$$

$$n_a M \frac{\partial \delta \mathbf{v}_a}{\partial t} = n_a M \nu_{ai} (\delta \mathbf{v}_a - \delta \mathbf{v}_i). \quad (3)$$

Складывая уравнения (1) и (2) с учетом того, что концентрация ионов $n_i = n_e$ и плотность тока $\mathbf{j} = en_i (\delta \mathbf{v}_i - \delta \mathbf{v}_e)$, получим

$$n_i M \frac{\partial \delta \mathbf{v}_i}{\partial t} = \frac{\delta \mathbf{j} \times \mathbf{B}}{c} + n_i M \nu_{ia} (\delta \mathbf{v}_a - \delta \mathbf{v}_i). \quad (4)$$

Если магнитное поле $\mathbf{B} \parallel \mathbf{Z}$, волновой вектор $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}$ и $\delta \mathbf{B} = \delta \mathbf{B}_0 \exp(-i\alpha t + ikz)$, то, положив для простоты $z = 0$, уравнение (4) с учетом закона Ампера, $\delta \mathbf{j} = c \nabla \times \delta \mathbf{B} / (4\pi)$, можно записать следующим образом

$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}_i}{\partial t} = ibe^{-i\alpha t} + \nu_{ia} (\delta \mathbf{v}_a - \delta \mathbf{v}_i), \quad b = \frac{kB \delta B}{4\pi n_i M}, \quad (5)$$

где $\delta \mathbf{v}_i$ и $\delta \mathbf{v}_a$ — поперечные по отношению к направлению магнитного поля \mathbf{B} компоненты возмущенной скорости.

Вычитая почленно из уравнения (5) уравнение (3), предварительно сократив в обоих частях последнего коэффициент $n_a M$, обозначая $x = \delta \mathbf{v}_i - \delta \mathbf{v}_a$, находим

$$\frac{\partial x}{\partial t} + (\nu_{ia} + \nu_{ai})x = ibe^{-i\alpha t}. \quad (6)$$

Решение (6) при $x(t=0) = x_0$ можно представить следующим образом

$$x = \frac{ibe^{-i\alpha t}}{\nu_{ia} + \nu_{ai} - i\omega} + \left(x_0 - \frac{ib}{\nu_{ia} + \nu_{ai} - i\omega} \right) e^{-(\nu_{ia} + \nu_{ai})t}. \quad (7)$$

С другой стороны, из уравнений (3) и (5), принимая во внимание, что

$$n_i \nu_{ia} = n_a \nu_{ai}, \quad (8)$$

имеем

$$\frac{\partial \delta v_i}{\partial t} + \frac{v_{ia}}{v_{ai}} \frac{\partial \delta v_a}{\partial t} = i b e^{-i\alpha}.$$

Откуда, обозначив $y = \delta v_i + v_{ia}/v_{ai} \delta v_a$, получим дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial y}{\partial t} = i b e^{-i\alpha},$$

решение которого при $y(t=0) = y_0$ сводится к выражению

$$y = y_0 + \frac{b}{\omega} (1 - e^{-i\alpha}). \quad (9)$$

Таким образом, учитывая, что в начальный момент времени заряженные частицы будут испытывать действие одних только электромагнитных сил, т.е. $v_{0i} = -b/\omega$, и считая $\delta v_{0a} = 0$, из (7), (8) и (9) при $\omega \ll v_{ia} + v_{ai}$, $t \gg 1/(v_{ia} + v_{ai})$ в случае слабо ионизованной плазмы ($n_a \gg n_i$) для возмущенных скоростей ионов и атомов имеем

$$\delta v_i \approx \left(\frac{i}{v_{ia}} - \frac{n_i}{n_a} \frac{1}{\omega} \right) b e^{-i\alpha}, \quad \delta v_a \approx -\frac{n_i}{n_a} \frac{b e^{-i\alpha}}{\omega}. \quad (10)$$

Когда частота альвеновских волн $\omega \ll v_{ia}$ из (10) следует, что

$$\delta v_i \approx \delta v_a \approx -\frac{n_i}{n_a} \frac{b}{\omega} e^{-i\alpha}. \quad (11)$$

При $\Omega_i \gg \omega$ уравнения (2) и (11) предполагают выполнение условия «вмороженности» магнитных силовых линий в слабо ионизованную плазму: $\delta \mathbf{E} \approx -\delta \mathbf{v} \times \mathbf{B}/c$, где $\delta \mathbf{v} = \delta \mathbf{v}_i$.

Поскольку усредненный по периоду $T_p = 2\pi/\omega$ поток альвеновских волн

$$\mathbf{F} = \frac{c}{8\pi} \delta \mathbf{E}^* \times \delta \mathbf{B},$$

то, принимая $\rho \approx n_a M_i$, согласно (11), возмущенная скорость

$$\delta v \approx -\frac{k}{\omega} \frac{B \delta B}{4\pi \rho} e^{-i\alpha}.$$

Откуда с учетом дисперсионного соотношения для альвеновских волн: $\omega = k V_A$ [2], находим

$$F_z \approx \frac{\delta B^2}{8\pi} V_A. \quad (12)$$

Поскольку частота столкновений в фотосфере Солнца $v_{ai} \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$ [1], то поток альвеновских волн с периодом $T_p \gg 2\pi/v_{ai} \approx 10^{-4} \text{ с}$ должен определяться амплитудой возмущения магнитного поля δB и альвеновской скоростью v_A . Между тем в работе Вранжеса и др. [1] волновой поток определялся выражением

$$F_z \approx \frac{\delta B^2}{8\pi} \frac{n_i}{n_a} V_A. \quad (13)$$

Сравнивая (12) и (13), нетрудно прийти к заключению, что формула (13) будет приводить к сильно заниженным оценкам потока альвеновских волн в слабо ионизованной плазме, включая, в частности, солнечную фотосферу, где $n_i/n_a \approx 10^{-4}$ [3]. Причем, если принять магнитное поле $B = 1000$ Гс, что характерно для интенсивных магнитных трубок, амплитуду $\delta B = 0.1B$, концентрацию нейтральных атомов $n_a = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ [3], то из (12) получим поток энергии альвеновских волн $F_z \approx 10^{10} B \delta B^2 / \sqrt{n_a} \approx 3 \times 10^8 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Это на 3–4 порядка превосходит энергетические потери корональной плазмы Солнца, включая спокойные $((1-20) \times 10^4 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1})$ и активные $(2 \times (10^5 - 10^6) \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1})$ области [4], и предполагает важную роль альвеновских волн в нагреве звездных атмосфер.

Работа частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты № 06-02-16838, 06-02-16859), программами Президиума РАН «Происхождение и эволюция звезд и галактик», «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце – Земля», программой ОФН-16 и грантом по государственной поддержке ведущих научных школ НШ-6110.2008.2. Ю.Г. Копылова благодарит Фонд содействия отечественной науке и Администрацию СПб (проект №4-05/188) за оказанную поддержку.

Литература

1. *Vranjes J., Poedts S., Pandey B.P., de Pontieu B.* Energy flux of Alfvén waves in weakly ionized plasma // *Astron. Astrophys.*, 2008, v.478, №2, p.553–558.
2. *De Pontieu B., Haerendel G.* Weakly damped Alfvén waves as drivers for spicules // *Astron. Astrophys.*, 1998, v.338, №2, p.729–736.
3. *Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.* Structure of the solar chromosphere. III Models of the EUV brightness components of the quiet-Sun // *Astrophys. J. Supl. Ser.*, 1981, v.45, p.635–725.
4. *Aschwanden M.J., Winebarger A., Tsiklauri D., Peter H.* The Coronal heating paradox // *Astrophys. J.*, 2007, v.659, №2, p.1673–1681.

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА И ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕК

Чариков Ю.Е.

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

TIME STRUCTURE AND POLARIZATION DEGREE OF HARD X-RAYS IN SOLAR FLARES

Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St-Petersburg

Abstract

Time series of solar flare hard X-rays reveal fast time structures reflecting the intermittent injection of accelerated electrons. We analyzed solar flare hard X-rays recorded by spectrometer "IRIS" onboard CORONAS satellite. Pulsed time structures in hard X-rays (>20 keV) are generally interpreted in terms of bremsstrahlung from electrons that have been accelerated in the near-collisionless corona and propagate directly to the highly-collisional chromosphere, where they lose their energy instantly. The separate hard X-ray pulse shows a triangle form. We simulate the fast hard X-ray time structure in a thick target model in the nonstationary kinetic. Varying the form of energy and angle electron distribution function, a plasma concentration in the emission source we simulate fast time structure of some solar flares. Besides, we calculate a hard X-ray polarization degree for fast time structure.

Временная структура жёсткого рентгеновского излучения солнечных вспышек представляет собой нестационарный ряд из импульсов различной формы. Наличие временных структур различных масштабов неоднократно отмечалось в литературе (см., например, [1]). Как известно, жёсткое рентгеновское излучение вспышек наиболее адекватно отображает процесс ускорения заряженных частиц. На рис.1 показан временной ход рентгеновского излучения в энергетическом канале 23-47 кэВ солнечной вспышки 20 августа 2002 года, зарегистрированного рентгеновским спектрометром ИРИС на спутнике КОРОНАС – Ф во время вспышки 20 августа 2002 года [2].

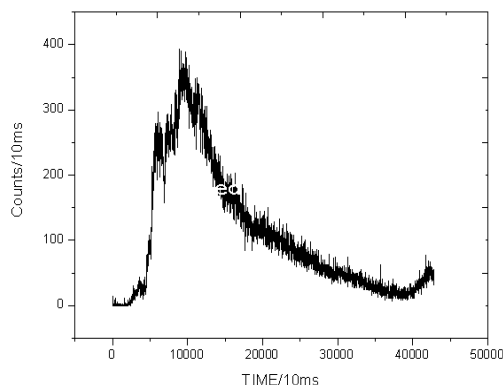


Рис. 1.

Вспышка в рентгеновском диапазоне оказалась достаточно мощной – её класс M 3.4. Длительность излучения около 5 минут. Отметим высокую скорость счёта в каналах: за 10 мс она достигает сотен рентгеновских квантов. Рассмотрим временную структуру отдельных импульсов и групп импульсов в данном излучении. На рисунке 2 показаны фрагменты рентгеновского излучения в различные моменты развития вспышки.

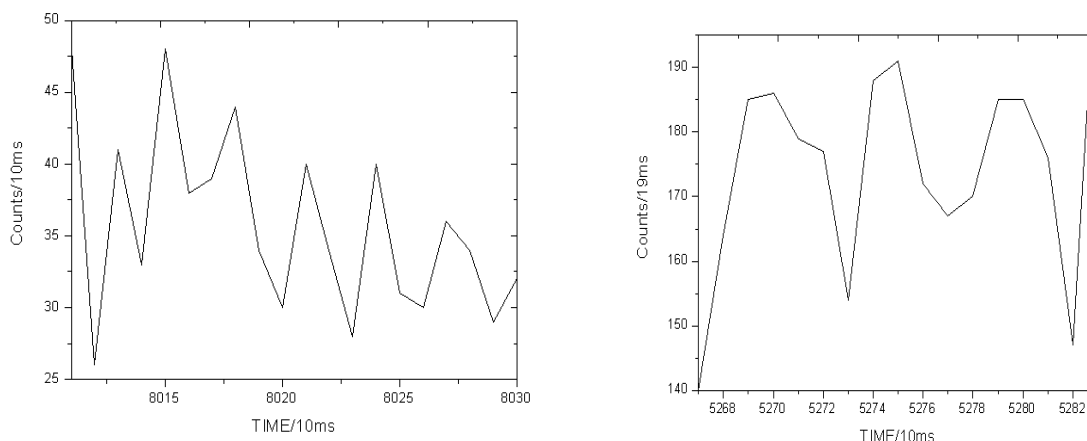


Рис. 2. Фрагмент вспышечного рентгеновского излучения: *слева* – на стадии начала роста потока, *справа* – для момента 1-го пика на стадии роста. 0 отсчёта времени соответствует 0824:50 UT.

Отметим, что отдельные импульсы по форме близки к треугольной с резкими фронтами роста и спада, особенно в начале нарастания потока излучения. В модели толстой мишени обычно получается довольно крутой рост потока излучения и относительно затянутый спад, обусловленный тормозными потерями энергии (рис. 3). Время спада излучения зависит от энергии кванта и плотности плазмы. Моделирование импульсов рентгеновского излучения можно осуществить в задаче нестационарной кинетики пучка электронов [3]. Одиночный, моноэнергичный (энергия 80 кэВ) прямоугольный импульс электронов длительностью $t = 100$ мс в толстой мишени с однородной концентрацией плазмы $n = 10^{12}$ см⁻³ генерирует рентгеновский импульс, представленный на рис. 3.

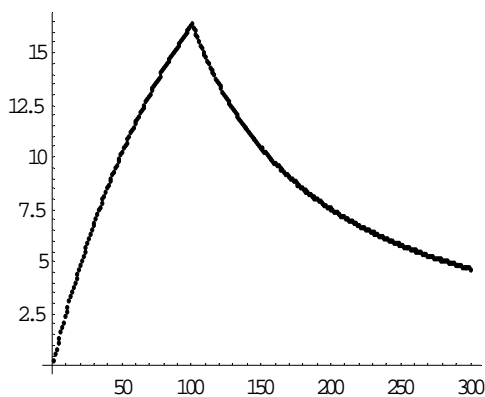


Рис. 3. Моделирование одиночного импульса рентгеновского излучения от прямоугольного импульса электронов в модели толстой мишени. Вертикальная ось – относительная интенсивность, горизонтальная – время в миллисекундах.

Как показывает расчёт, уединённый импульс электронов “размывается” по форме и в какой-то мере напоминает треугольный профиль, правда

с достаточно медленным спадом, несмотря на принятое высокое значение концентрации плазмы. С уменьшением энергии квантов время спада резко уменьшается, и форма рентгеновского импульса приближается к треугольной. Представляет несомненный интерес моделирование композиции импульсов, поскольку, как следует из наблюдений, рентгеновское излучение состоит из многочисленных импульсов, перемежающихся между собой. На рис.4 представлены результаты многоимпульсного моделирования в модели толстой мишени в нестационарной задаче кинетики пучка электронов.

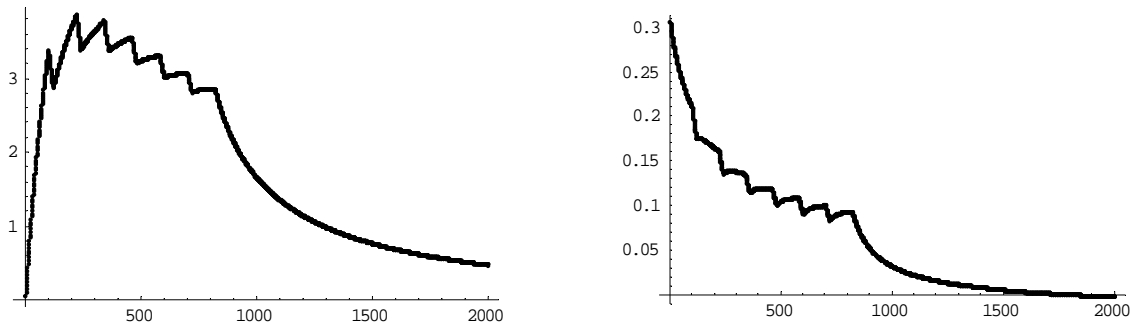


Рис. 4. Многоимпульсное моделирование рентгеновского излучения в толстой мишени – слева. Степень поляризации указанного излучения – справа. Параметры приведены в тексте.

Форма 7 импульсов электронов выбиралась треугольной с длительностью 100 мс и скважностью 120 мс. Концентрация плазмы 10^{12} см^{-3} , энергетический спектр электронов степенной с показателем $\gamma = 3$, угловая зависимость по pitch углам $\cos^2\psi$. Энергия рентгеновских квантов 100 кэВ. Рентгеновское излучение в данной модели также имеет вид отдельных импульсов, накладывающихся друг на друга. Глубина модуляции отдельных импульсов уменьшается и создается эффект “подложки”, реально несуществующей. Глубину модуляции можно увеличить, если увеличить концентрацию электронов вспышечной плазмы. В то же время её можно свести к 0, если длительность отдельного импульса электронов приравнять к времени скважности. В этом случае временные ряды рентгеновского излучения вовсе не показывают импульсную структуру – излучение представляет сглаженную кривую в форме одиночного пика (рис. 5).

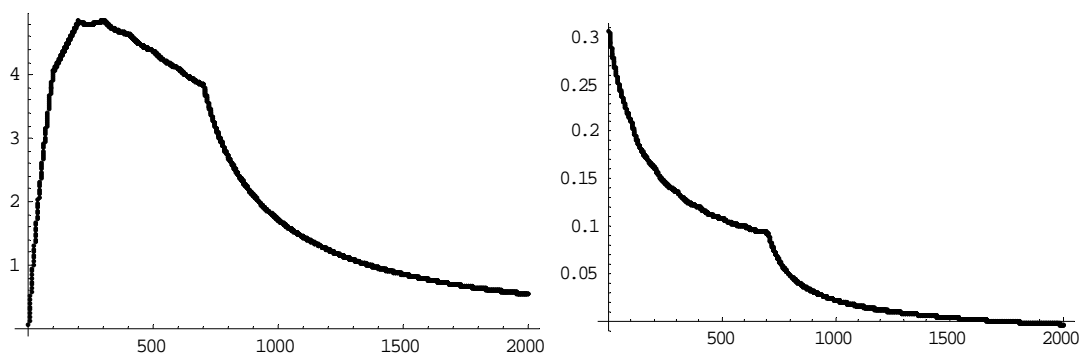


Рис. 5. То же, что и 4, но скважность 100 мс (= длительности импульса).

Проведя многопараметрическое моделирование: варьируя величину концентрации вспышечной плазмы, угловую и энергетическую зависимость функции распределения ускоренных электронов, скажность следования отдельных импульсов электронов, – мы пришли к выводу, что в модели нестационарной кинетики пучков электронов в столкновительной плазме можно смоделировать наблюдаемую тонкую структуру жёсткого рентгеновского излучения вспышек. Обязательным условием является торможение высокоэнергичных электронов в плазме высокой концентрации – выше 10^{11} см^{-3} . Рассчитанная в принятой модели степень линейной поляризации рентгеновского излучения изменяется во времени от 30% практически до нуля (рис. 3, справа) для указанных ранее параметров ускоренных электронов и плазмы. Степень поляризации сохраняет импульсный характер, как и интенсивность излучения. Как следует из последних наблюдений в крайнем ультрафиолете, источники излучения вспышечных квантов располагаются в достаточно тонких, но чрезвычайно плотных волокнах. Ясно, что ускорение в такой плазме чрезвычайно неэффективно. Поэтому области ускорения и инъекции должны быть разнесены. Ускорение должно носить импульсный характер с характерными временами порядка и более 100 мс. Транспорт электронов до областей генерации рентгеновских квантов не должен сопровождаться размыванием пучка. Современные представления о механизмах вспышек непосредственно связаны с непотенциальными магнитными полями с широм. Такая идея влечёт существование дискретных токовых каналов (в форме либо волокон, либо слоёв). Конечная (хотя и высокая) проводимость плазмы определяет макроскопические электрические поля. Если это поле порядка или превышает Драйсеровское поле $E_{Dr} = (kTm)^{1/2} v_{th}/e$, то практически все электроны вспышечной плазмы вовлекаются в режим свободного убегания, увеличивая свою скорость.

Обычно электрические поля меньше драйсеровского поля, и потому в режим убегания вовлекаются только более скоростные электроны. Конечная скорость электронов определяется длиной волокна и величиной поля E . В модели убегания следует ожидать довольно узких угловых распределений, поскольку вектор ускорения всё время сонаправлен с вектором напряжённости E .

Литература

1. *Ashwanden M.J.* // Particle acceleration and kinematics in solar flares, 2002, Space Sci. Reviews, v.101, No.1-2, 1-227
2. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.* // Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных спектрометром “ИРИС” во время полёта станции КОРОНАС – Ф // 2006, *Астрономический вестник*, т.40, N 2, с.160-170
3. *Гузман А.Б., Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.* // Эволюция ускоренных в солнечных и звездных вспышках электронов и импульсная структура жесткого рентгеновского излучения // 1996, *Астрономический журнал*, т.73, № 2, с.273-279.

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА МАСШТАБЕ В СОТНИ МИЛЛИСЕКУНД В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Чариков Ю.Е.

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

ELECTRON ACCELERATION IN MILLISECOND TIME SCALE IN SOLAR FLARES

Charikov Yu.E.

A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St-Petersburg

Abstract

The most direct witness of reconnection dynamics are still fast time structures of accelerated particles, as detected in hard X-rays and radio wavelength time profiles. The hard X-rays recorded in solar flares by IRIS – spectrometer during CORONAS satellite mission have been analyzed. The time series of hard X-rays reveal a composition intermittent pulses with milliseconds duration. The acceleration of plasma electrons in regular electric fields in local magnetic islands are discussed.

Наличие временных структур различных масштабов в излучении солнечных вспышек неоднократно отмечалось в литературе. Как известно, жёсткое рентгеновское излучение вспышек наиболее адекватно отображает процесс ускорения заряженных частиц. На рис.1 показан временной ход фрагментов рентгеновского излучения на стадии роста в энергетическом канале 23-47 кэВ во время солнечной вспышки 20 августа 2002 года, зарегистрированного рентгеновским спектрометром ИРИС на спутнике КОРОНАС – Ф. Вспышка в рентгеновском диапазоне оказалась достаточно мощной – её рентгеновский класс М 3.4.

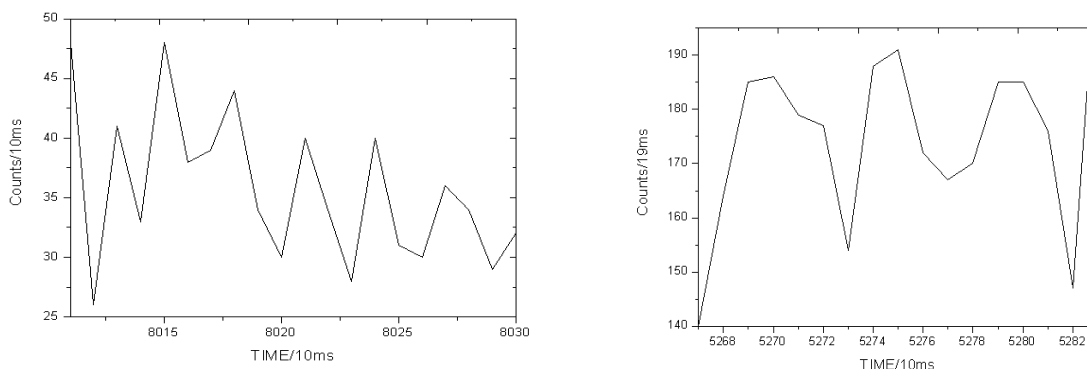


Рис. 1.

Длительность отдельных импульсов составляет сотни миллисекунд с достаточной для их разрешения глубиной модуляции. Форма импульсов близка к треугольной. Вейвлет анализ временных рядов разных энергий

также подтверждает наличие подобных временных структур. Модель нестационарной кинетики пучков электронов [1] объясняет наблюдаемую тонкую структуру жёсткого рентгеновского излучения вспышек. При этом торможение высокоэнергичных электронов происходит в плазме чрезвычайно высокой концентрации, превышающей 10^{11} см^{-3} . Ясно, что ускорение в такой плазме чрезвычайно неэффективно. Поэтому области ускорения и инъекции должны быть разнесены в пространстве. Ускорение должно носить импульсный характер с характерными временами масштаба 100 мс. Транспорт электронов до областей генерации рентгеновских квантов не должен сопровождаться размытием пучка. Современные представления о механизмах вспышек непосредственно связаны с непотенциальными магнитными полями с широм. Такая идея влечёт существование дискретных токовых каналов (в форме либо волокон, либо слоёв). Наблюдения в ультрафиолете на TRACE свидетельствуют в пользу тонких волокон, в которых происходит вспышка. Конечная проводимость плазмы определяет макроскопические электрические поля. Если это поле порядка или превышает Драйсеровское поле $E_{Dr} = (kTm)^{1/2} v_{th}/e$, то практически все электроны вспышечной плазмы вовлекаются в режим свободного убегания, увеличивая свою скорость. Обычно электрические поля вспышечной области меньше драйсеровского поля, и потому в режим убегания вовлекаются только более скоростные электроны. Конечная скорость электронов определяется масштабом, на котором создаётся разность потенциалов и величиной электрического поля E . Для часто принимаемых параметров вспышечной плазмы величина драйсеровского поля $E_{Dr} \approx 10^3 \text{ В/м}$. Если принять значение поля $E = 10^{-3} E_{Dr}$, то электрон ускоряется до энергий порядка 50 кэВ на масштабе $5 \times 10^6 \text{ см}$. Длина волокна намного превышает это значение, поэтому возможна реализация многочисленных локальных токовых структур внутри волокна – типа магнитных островов в модели тиринг – неустойчивости. Ускорение в регулярном электрическом поле (в модели убегающих электронов) в отдельном импульсе предполагает формирование функции распределения с узким угловым распределением, поскольку вектор ускорения частиц всё время сонаправлен с вектором напряжённости E локальной области, а столкновения с частицами плазмы по определению должны быть редкими.

Литература

1. *Гузман А.Б., Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.* // Эволюция ускоренных в солнечных и звездных вспышках электронов и импульсная структура жесткого рентгеновского излучения // 1996, *Астрономический журнал*, т.73, № 2, с.273-279.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

**Чариков Ю.Е., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И.,
Скородумов Д.В., Яичников М.**
ФТИ им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург

SPECTRAL COMPOSITION OF SOLAR FLARE X-RAYS

**Charikov Yu.E., Lazutkov V.P., Matveev G.A., Savchenko M.I.,
Skorodumov D.V., Jaichnikov M.**
A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St-Petersburg

Abstract

Solar flare hard X-rays find different time structures. The duration of X-ray pulses are lasted from hundred milliseconds to tens seconds. We study thin temporal structure of solar flare hard X-rays registered by IRIS spectrometer in aboard of CORONAS-F satellite. Fourier power spectra are useless because flare time profiles are relatively short, intermittent and non-periodic. An objective method to investigate time scales is a multi-resolution time series analysis, a special form of wavelet analysis. Spectral analyses based on Wavelet techniques for different mother wavelets has been applied to solar events with high-time resolution (10 ms) hard X-ray data. Example of a wavelet analysis of a hard X-ray (energy channel of 23-156 keV) time profile for the solar flare, 2000-August-20, 0824:50 UT has been shown for Gauss-10 mother wavelet. Wavelet spectrogram shows a noise component up to one second time scale during the flare. Some seconds time structures have been found in rise and pick of count rate in this flare. No any time structures have been separated in stage phase in the flare.

Жёсткое рентгеновское излучение солнечных вспышек обнаруживает резко нестационарную временную структуру. Особо отмечается наличие временных структур с характерной длительностью сотни миллисекунд [1,2]. Представляет несомненный интерес выяснение спектральных особенностей такого излучения. Присутствуют ли временные структуры в указанном излучении или нет? Ответ на этот вопрос даёт прямую информацию о характере процесса ускорения электронов во вспышечной плазме. Применение методик, основанных на преобразовании Фурье, к подобного рода нестационарным временным рядам достаточно проблематично. Наиболее подходящим является Wavelet преобразование, успешно применяемое при обработке нестационарных временных рядов различного происхождения.

Вейвлет анализ применялся к данным, полученным в ходе полёта спутника КОРОНАС-Ф аппаратурой ИРИС [2]. В данной статье (в качестве примера) рассмотрим результаты спектрального анализа рентгеновского излучения, зарегистрированного во время солнечной вспышки 20 августа 2002 г. с временным разрешением 10 мс. Рентгеновский класс вспышки

М 3.4. Начало вспышки зафиксировано в 08:24:50 UT, общая продолжительность в указанном диапазоне составила около пяти минут. На рис. 1 (верхняя панель) показаны скорости счёта рентгеновских квантов в суммарном энергетическом канале 23-156 кэВ за 10 мс. Масштаб временной шкалы 10 мс, ноль временной шкалы соответствует 08:24:50 UT. Вейвлет спектрограмма данного ряда (средняя панель) получена с использованием базисной функции в форме гаусса 10 порядка. Нижний график практически представляет одну из компонент данного временного ряда с временным масштабом 2.56 с. Из спектрограммы следует, что малые временные масштабы на уровне десятков и сотен миллисекунд выделяются только на уровне шумовой компоненты, присутствующей на протяжении всей вспышки. Секундные временные структуры выявляются отчётливо на стадии нарастания и максимума скорости счёта. На стадии спада излучения временные структуры (кроме шумовой составляющей) практически не присутствуют. Подобная ситуация отмечена и в структуре каждого из 4-х временных рядов, соответствующих разным энергетическим каналам.

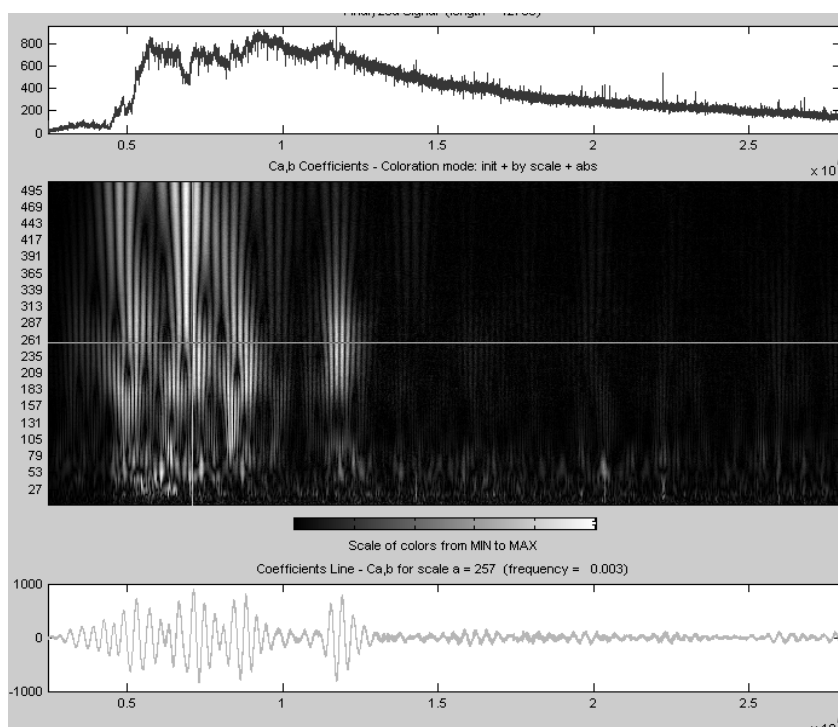


Рис. 1. Временной ряд и Вейвлет спектрограмма вспышки 20 августа 2002 г.

Литература

1. *Ashwanden M.J.* // Particle acceleration and kinematics in solar flares, *Space Sci. Reviews*, v.101, No.1-2, 1-227, 2002.
2. *Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.* // Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных спектрометром “ИРИС” во время полёта станции КОРОНАС–Ф // 2006, *Астрономический вестник*, т.40, N 2, с.160-170.

О МЕХАНИЗМАХ ФОРМИРОВАНИЯ «ЗЕБРА»-СТРУКТУРЫ В РАДИОИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА

Чернов Г.П.¹, Лаптухов А.И.¹, Фомичев В.В.¹

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Троицк Московской области, 142190*

ABOUT ZEBRA-PATTERN FORMATION MECHANISMS IN THE SOLAR RADIO EMISSION

Chernov G.P.¹ Laptuhov A.I.¹, Fomichev V.V.¹

¹*Pushkov Institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation of RAS
(IZMIRAN), Troitsk, Moscow region, 142190*

Abstract

The formation of zebra-pattern stripes at the dynamic spectrum is considered during propagation of electromagnetic waves through irregularities in the solar coronal plasma.

Исследования тонкой структуры солнечных радиовсплесков очень важны как для уточнения механизмов генерации самих всплесков, так и для диагностики плазмы солнечной короны. Самой интригующей тонкой структурой несомненно является «зебра»-структура в континуальных радиовсплесках IV типа [1], которая представляет собой возбуждение колебаний сразу на многих (до нескольких десятков) близко расположенных дискретных приблизительно эквидистантных частотах.

Дискуссия о природе «зебра»-структуры (ЗС) продолжается уже более 30 лет [1, 2]. В последних работах рассматривается формирование зебра-структуры в ходе распространения электромагнитных волн в короне. Первое сообщение о такой модели было сделано в докладе [3] и в последующей публикации [4], где рассмотрен случай одномерной неоднородности, когда параметры плазмы и поля периодически изменяются в пространстве вдоль одной координаты x с периодом $L_x = L$ (например, при наличии нелинейных тепловых структур). При этом магнитное поле $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ направлено перпендикулярно неоднородности вдоль оси z .

Волновое уравнение, полученное из уравнений Максвелла и гидродинамических уравнений для возмущенной скорости электронов и ионов холодной магнитоактивной неоднородной плазмы, дает обобщенное векторное уравнение для возмущенного электрического поля, допускающее отдельные решения для обыкновенных и необыкновенных волн. Задача сводится к получению соответствующих дисперсионных соотношений в пространственно неоднородной среде, когда плотность плазмы и магнитное поле можно аппроксимировать ступенчатыми функциями. Анализ полученных аналитических решений показал наличие зон прозрачности, разде-

ленных зонами непрозрачности различной ширины в зависимости от масштаба неоднородности L .

Таким образом, наблюдаемые в спектре радиоизлучения темные полосы ЗС являются следствием существования зон непрозрачности периодической среды. Частотное разделение между зонами прозрачности растет с частотой (в соответствии с наблюдениями). Число гармоник растет с ростом контрастности неоднородностей, но не зависит от соотношения плазменной и гирочастоты в источнике. Последнее обстоятельство может устранить все трудности в объяснении большого числа полос ЗС и малых значений магнитного поля, определяемого по частотному разделению полос, например, в модели на двойном плазменном резонансе.

Практически одновременно и независимо вышла близкая по тематике работа [5], в которой задача формирования гармоник при распространении через регулярные неоднородности (типа осцилляций за фронтом ударной волны) решалась в упрощенном виде (без учета магнитного поля, дисперсионные соотношения не отыскивались). В [5] были получены многочисленные узкие гармоники (зоны пропускания, названные интерференционными полосами), разделенные зонами непрозрачности (отражения). В связи с некоторой аналогией с результатами, полученными в [4], здесь мы сравним параметры зон прозрачности в этих двух работах.

Рассмотрим распространение широкополосного радиоизлучения в плазме вдоль оси x . Пусть в областях $x < 0$ и $x > NL$ плазма однородна, а в слое $0 < x < NL$ содержится N одинаковых слоев неоднородной плазмы, каждый из которых имеет толщину L . По сути дела, такой слой является фильтром частот с многочисленными окнами прозрачности, разделенными друг от друга зонами непрозрачности (см. рис. 1 в [4]).

Вначале проведём анализ распространения обыкновенной волны, в которой поле описывается простой формулой (уравнение (8) в [4]):

$$\frac{d^2 E}{dx^2} + k^2 E = 0, \quad k^2 = \frac{\omega^2 - \omega_p^2}{c^2}, \quad \omega_p^2 \equiv \omega_e^2 + \omega_i^2 \quad (1)$$

Пусть плазменная частота $\omega_p(x)$ и постоянные k_m определены формулами:

$$\begin{aligned} \omega_p(-\infty < x < 0) &= \omega_0, & \omega_p(NL < x < \infty) &= \omega_3, \\ \omega_p((n-1)L < x < a + (n-1)L) &= \omega_1, & n &= 1, 2, \dots, N, \\ \omega_p(a + (n-1)L < x < nL) &= \omega_2, & \omega_0 &\geq \omega_3 \geq \omega_1, \\ k_m &\equiv \sqrt{(\omega^2 - \omega_m^2)} / c, & m &= 0, 1, 2, 3. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь все четыре частоты ω_j , $j = 0, 1, 2, 3$ – постоянные. При этом предполагается, что в областях $x < 0$ и $x > NL$ плазма однородна, а между ними ($0 < x < NL$) находится N одинаковых слоёв, каждый из которых кусочно – однороден и имеет толщину L . Пусть вдоль оси x в области $x < 0$ распро-

страняется электромагнитная волна с частотой $\omega > \omega_0$. Тогда с учётом отражённой от слоя $0 < x < NL$ волны общее решение (1) в области $x < 0$ можно записать в виде:

$$E(x < 0) = E_0 \exp(ik_0 x) + E_r \exp(-ik_0 x). \quad (3)$$

Здесь E_0 - амплитуда падающей волны, которую будем считать заданной, E_r - амплитуда отражённой волны. Теперь запишем решение уравнения (1) в области $0 \leq x \leq NL$. Введём обозначения:

$$Y_{1n} \equiv E(x = nL), \quad Y_{2n} \equiv \frac{dE(x = nL)}{dx}, \quad n = 0, 1, \dots, N. \quad (4)$$

Если известны постоянные Y_{10} и Y_{20} , то, используя выражения (12)-(14) в [4], легко найти:

$$Y_{i1} = M_{ij} Y_{j0}, \quad i = 1, 2, \quad j = 1, 2. \quad (5)$$

Опуская простые, но громоздкие преобразования находим:

$$K_t \equiv \text{mod} \left(\frac{k_3 E_t^2}{k_0 E_0^2} \right), \quad K_r = \text{mod} \left(\frac{E_r^2}{E_0^2} \right) = 1 - K \quad (6)$$

где K_t - коэффициент пропускания рассматриваемого слоя толщиной NL , который, по определению, равен отношению плотности потока энергии $Q = c[\mathbf{E}, \mathbf{B}]/4\pi$ в прошедшей волне к плотности потока энергии в падающей волне. Легко проверить, что коэффициент отражения потока энергии от N неоднородных слоёв $K_r = 1 - K_t$.

Распределение гармоник коэффициента отражения в виде узких пиков, разделенных большим частотным интервалом, показанное на рис. 1, можно интерпретировать в качестве полос в излучении, когда ЗС наблюдается в отраженных лучах. Отметим, что гармоники коэффициента отражения, показанные на рис. 1, в большей степени отвечают наблюдениям, нежели аналогичные расчеты, приведенные на рис. 4 в работе [5]. В нашем случае обеспечивается ровный частотный ряд гармоник с плавным увеличением частотного разделения с ростом частоты. При меньшем числе неоднородностей, но большего размера, $a = 45$ м, коэффициент прохождения, показанный на рис. 2, обеспечивает почти симметричные гармоники, которые чаще всего и наблюдаются.

На рис. 3 показан расчет коэффициента пропускания для микроволнового диапазона. Видно, что обыкновенная волна, прошедшая через неоднородности с размерами $L = 3$ м. создает симметричные гармоники с постепенным увеличением частотного разделения с ростом частоты, что согласуется с наблюдениями. Достаточно большое число гармоник образуется при числе неоднородностей ≥ 10 .

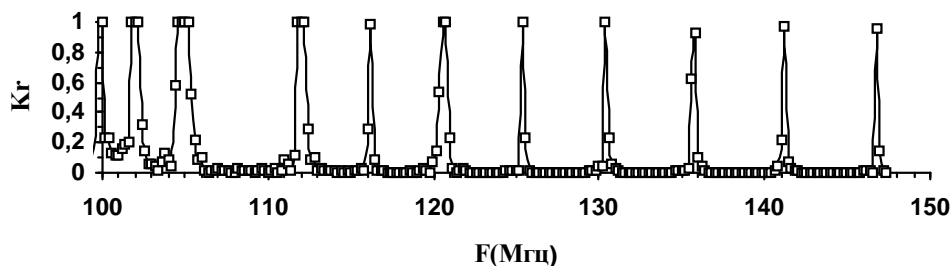


Рис. 1. Коэффициент отражения K_r в зависимости от частоты F (МГц). Параметры: $n_1 = n_2 * 0.84 = n_3$, $n_0 = n_2$, $a = b = 10$ м, $n_2 = 1.2d + 8$, $N = 50$ слоёв (обыкновенная волна).

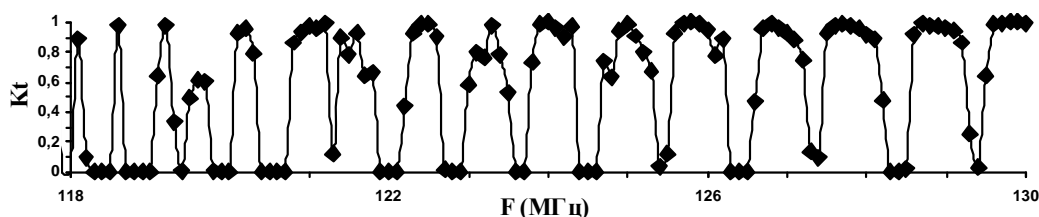


Рис. 2. Коэффициент прохождения K_t от частоты F (МГц). Параметры: $n_0 = n_3 = 1.d + 8$, $n_2 = 1.5n_0$, $n_1 = n_2/2$, $a = 45$ м, $b = a$, $N = 10$, $B = 5$ Гс (обыкновенная волна).

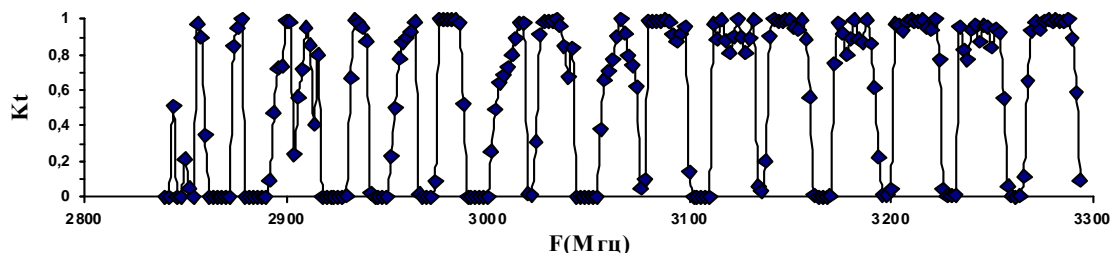


Рис. 3. Коэффициент прохождения K_t от частоты F (МГц). Тип волны – обыкновенная, количество периодов = 10. Параметры: $n_1 = n_2/\alpha$, $n_0 = 2n_2/(1+\alpha) = n_3$, $b = L/(1+\alpha)$, $a = \alpha b$, $L = 3$ м, $n_2 = 1.0d + 11$, $B = 100$ Гс.

Прохождение радиоволн через регулярные неоднородности можно признать самой простой моделью, поскольку неоднородности всегда присутствуют в короне Солнца. При этом динамика полос ЗС (изменение частотного дрейфа, сбой полос и пр.) может быть связана с собственными движениями неоднородностей, их эволюцией и исчезновением.

Литература

1. Chernov G.P. // Space Sci. Rev. 2006, V.127, P.195.
2. Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya. // Sol.Phys. 1975, V.44, P.461.
3. Лаптухов А.И., Чернов Г.П. // Тезисы докладов Симпозиума Астрономия – 2005: Труды ГАИШ, Т. LXXVIII С.31., М.: ГАИШ МГУ, 2005.
4. Лаптухов А.И., Чернов Г.П. // Физика плазмы, 2006, Т.32, С.939.
5. Barta M., Karlicky M. // Astron. Astrophys. 2006, V. 450, С.359.

ДИНАМИКА СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В СОЛНЕЧНЫХ МИКРОВОЛНОВЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Шибаетов А.А.¹, Мельников В.Ф.²

¹ННГУ им. Лобачевского

²ФГНУ НИРФИ

DYNAMICS OF POLARIZATION DEGREE IN SOLAR MICROWAVE FLARING LOOPS

Shibaev A.A.¹, Melnikov V.F.²

¹Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod

²Radiophysical Research Institute

Abstract

The work is devoted to an analysis of dynamics of polarization degree of spatially resolved microwave flaring loops on the base of 9 events. As a result, we have found two types of the relation between time profiles of intensity and polarization degree: 1) the polarization degree minimum coincides in time with intensity maximum, and the polarization degree increases on the decay phase of the emission intensity; 2) polarization degree maximum occurs earlier than the intensity maximum.

Из теории гиротронного (ГС) излучения известно, что в оптически тонкой области спектра степень поляризации уменьшается при уменьшении показателя энергетического спектра излучающих электронов (см., например [1]) и, наоборот, увеличивается при увеличении степени поперечной анизотропии этих электронов (см. рис.1. и [2]).

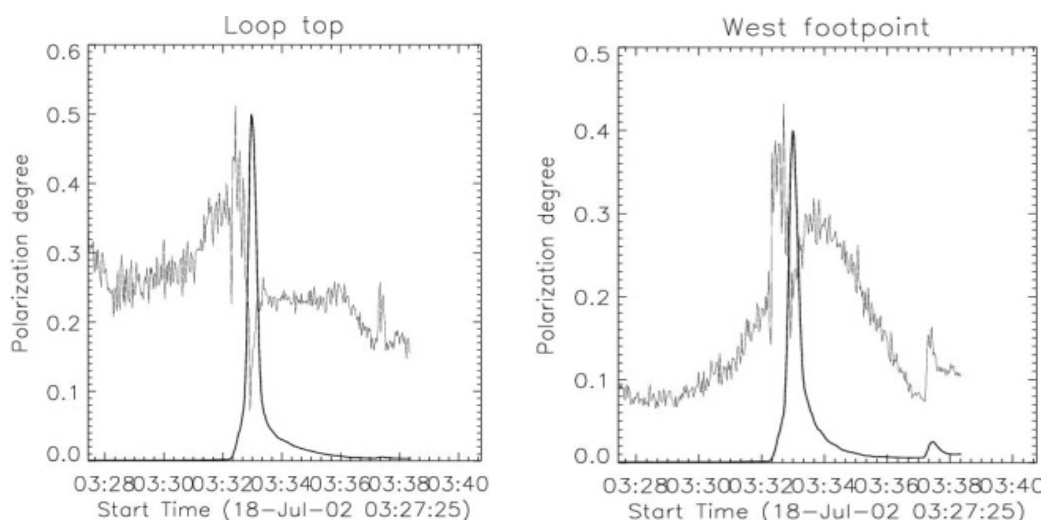


Рис. 1.

Целью данной работы является исследование динамики степени поляризации в солнечных микроволновых вспышечных петлях и проверка теоретических предсказаний о характере зависимости между временными

профилями интенсивности и степени поляризации. Из-за того, что ориентация и величина магнитного поля сильно влияют на поляризацию ГС излучения, степень поляризации суммарного излучения от всей петли зависит от вклада различно ориентированных частей магнитной петли, который часто изменяется в процессе вспышки (происходит перераспределение яркости ГС излучения вдоль петли). Поэтому для достижения цели принципиально важно высокое пространственное разрешение радиотелескопа, чтобы иметь возможность принимать и исследовать излучение из отдельных участков вспышечной магнитной петли со стабильным в течение всплеска направлением и напряженностью магнитного поля.

Для решения поставленной задачи были использованы данные радиогелиографа Нобеяма (Япония) и программные пакеты IDL 6.1 и Solar Software. В ходе анализа 9 вспышек были выявлены следующие типы соотношения между профилями интенсивности и степени поляризации:

1. Минимум степени поляризации приходится на максимум интенсивности, а максимум степени поляризации наступает позже максимума интенсивности (5 событий из 9-ти).

2. Максимум степени поляризации наступает раньше максимума интенсивности. Степень поляризации в начале всплеска возрастает, однако затем спадает и стабилизируется (4 события из 9-ти).

В качестве иллюстрации 1-го типа динамики степени поляризации рассмотрим вспышку 18 июля 2002 года (см. Рис. 1). Тонкой линией показан временной профиль степени поляризации, а толстой – интенсивности излучения из левого основания, вершины и правого основания на частоте 17 ГГц.

Как видно из графиков, на фазе роста интенсивности всплеска степень поляризации быстро уменьшается, достигает минимума в момент максимума интенсивности, а на начальной стадии фазы спада интенсивности заметно увеличивается. На поздней стадии фазы спада степень поляризации уменьшается или стабилизируется. Объяснением обнаруженного увеличения степени поляризации на ранней стадии фазы спада может быть рост поперечной анизотропии излучающих электронов. Увеличение поперечной анизотропии естественным образом происходит из-за высыпания в конус потерь электронов, имеющих малые питч-углы [3].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 06-02-39029, 06-02-16295, 07-02-0166.

Литература

1. *Dulk, G.A.* // *Ann.Rev.Astr.Astrophys.* 1985, V.23, p.169.
2. *Fleishman G.D., and Melnikov V.F.* // *Astrophys. J.*, 2003, V. 587, p. 823.
3. *Горбиков С.П., Мельников В.Ф.* // *Матем. моделирование*, 2007, Т.19, №2, С.112.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В ПЕРИОД МИНИМУМА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Шрамко А.Д.¹, Гусева С.А.²

^{1,2}Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН;
¹*a_shramko@inbox.ru*, ²*svgual@yandex.ru*

STUDY OF RADIATION OF CORONAL HOLES DURING A MINIMUM OF SOLAR ACTIVITY

Shramko A.D., Guseva S.A.

Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo

Введение

Корональные дыры (КД) - долгоживущие протяженные образования с пониженной температурой и низкой плотностью, с открытой конфигурацией магнитных силовых линий. Все КД возникают внутри больших униполярных ячеек крупномасштабного магнитного поля. Низкоширотные, как и полярные КД, имеют тенденцию развиваться в тех ячейках, полярность которых соответствует полярности полярной шапки в том же полушарии.

КД наиболее четко выявляются на снимках Солнца в мягких рентгеновских лучах, а также на спектрогелиограммах в корональных линиях далекой УФ-области. Также КД хорошо выявляются в метровом ($\lambda < 4$ м) радиодиапазоне. Исследование КД в сантиметровом диапазоне проводили Fürst и Hirth [1], Shibasaki и др. [2], Ferguson [3] и другие. Wefer и Paragiannis [4] нашли, что на волне 9.1 см крупные КД хорошо видны как обширные области пониженной радиояркости с контрастом 10-20%. Боровик и Лившиц [5] по ежедневным радиосканам, полученным на Большом пулковском радиотелескопе, исследовали явление уменьшения радиорадиуса Солнца на волне 9 см при «выходе» КД на край диска.

Целью данной работы является совместное исследование эволюции площадей КД, их расположение на диске Солнца в ультрафиолете, рентгене и отклик этих параметров в радиодиапазоне по данным наблюдений радиотелескопа РТ-3 (λ 4.9 см) Кисловодской ГАС.

Наблюдательный материал

В данной работе использовались ежедневные наблюдения в период минимума солнечной активности (2006 - начало 2008 г.), следующих инструментов: 1) Спектрогелиограф ЕИГ в $\lambda\lambda$ 171Å, 195Å, 284Å орбитальной обсерватории SOHO; 2) РТ-3 (λ 4.9 см) Кисловодской горной астрономической станции.

Методы и результаты обработки

С помощью пакета IDL6.1 (Interactive Data Language) была создана компьютерная программа для оцифровки координат КД на ежедневных снимках EIT (SOHO) в линиях λ 171Å, 195Å, 284Å. Для каждого изображения подбирался порог яркости, и области с яркостью меньше этого порога фиксировались как области КД. Этот порог считался в две итерации. Сначала рассчитывалась средняя яркость всего солнечного диска, а далее средняя яркость без областей с сильно повышенной или пониженной яркостью ($\pm 50\%$) от средней яркости всего солнечного диска. Т.к. контрастность снимков сильно изменяется ото дня ко дню, постоянно проводился визуальный контроль найденных объектов. В результате этого получен каталог ежедневных карт расположения КД на диске Солнца за период 2006-2008 гг. Пример таких карт показан на рис. 1.

Обработка цифровых данных позволила получить широтно-временные распределения КД и эволюционные ряды интегральных площадей КД в линиях λ 171Å, λ 195Å, λ 284Å (рис. 2). Из рисунка видно, что существует зависимость значений площадей КД от длины волны. Наибольшие значения интегральных площадей наблюдаются в линии λ 284Å, а наименьшие в λ 171Å. Также видна большая флуктуация значений интегральных площадей, которая связана с эффектом видимости: в центре КД имеют существенно большие площади, чем КД, близкие к лимбу, а площади полярных КД модулируются изменением гелиографической широты центра Солнца.

Во время обработки радионаблюдения полного солнечного затмения 29.03.2006 г. на Кисловодской ГАС [6] на кривых покрытия были видны крупномасштабные неоднородности, которые мы отождествили с факельной площадкой и корональными дырами в центре и на южном полюсе Солнца. Нас заинтересовал тот факт, что полярная КД имела пониженную радиояркость, а центральная повышенную.

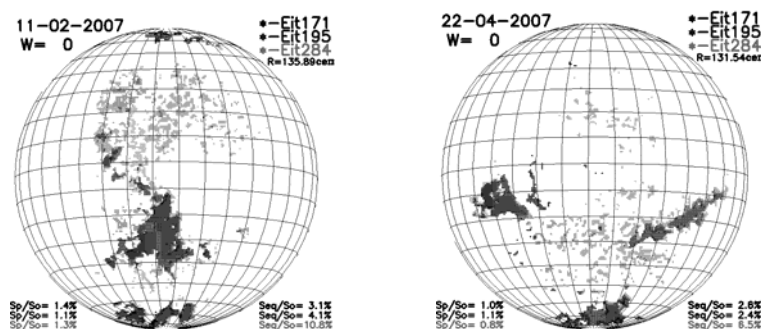


Рис. 1. Пример ежедневных карт КД, найденных в линиях λ 171Å, λ 195Å, λ 284Å с информацией об интегральных площадях полярных и низкоширотных КД. Также указаны значения числа Вольфа и интегральный радиопоток на волне λ 4.9 см за этот день.

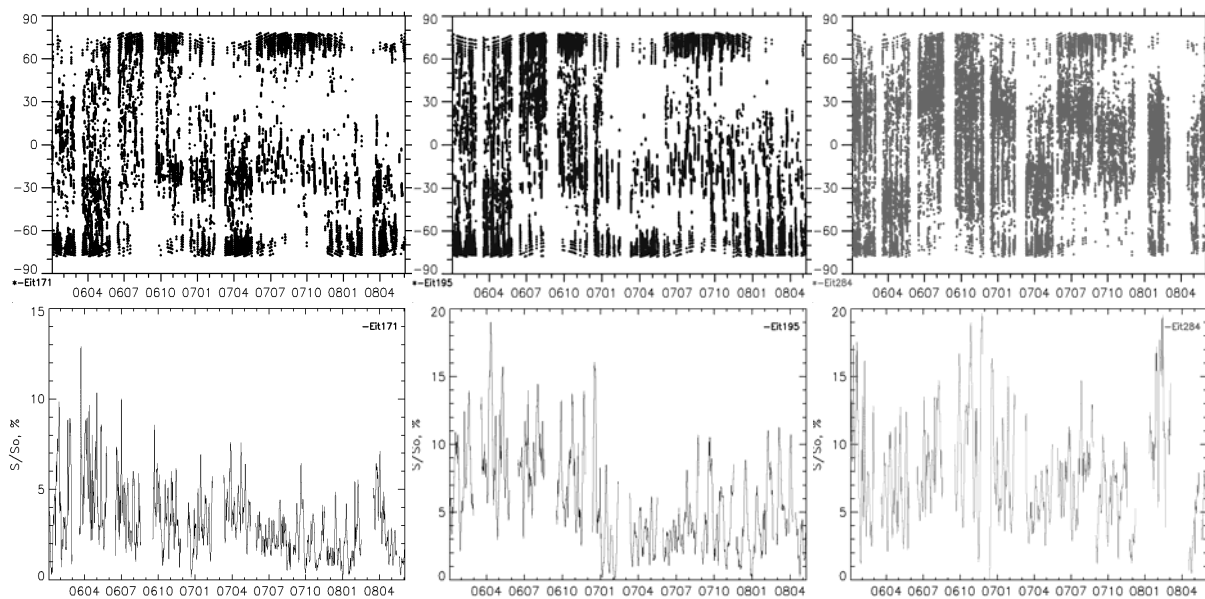


Рис. 2. Широтно-временные распределения и эволюционные ряды площадей КД для линий $\lambda 171\text{\AA}$, $\lambda 195\text{\AA}$, $\lambda 284\text{\AA}$.

Мы решили проверить этот результат и установить, является ли это закономерностью для различных КД. Для этого мы уделили особое внимание тем дням в период 2006-2008 года, когда на диске Солнца отсутствуют активные области, сильно влияющие на интегральный поток радиоизлучения Солнца, за исключением КД, влияние которых изучается в данной работе. В результате отбора общее количество таких дней составило 95. Распределение среднего за день радиопотока на длине волны 4.9 см для выбранных дней показано на рис. 3а.

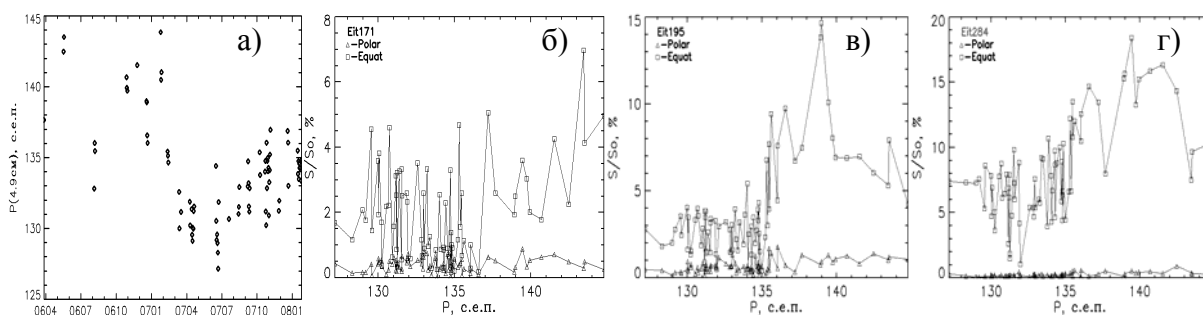


Рис. 3. Значения интегрального потока радиоизлучения и зависимости площадей полярных и низкоширотных КД от радиопотока в выбранные дни, когда отсутствуют активные области, сильно влияющие на радиопоток.

Для выбранных дней был проведен анализ изменения площадей полярных ($|\phi| > 60^\circ$) и низкоширотных КД от усредненного за день радиопотока на длине волны 4.9 см для трех рассматриваемых линий (рис. 3б, в, г)

Исследование показало, что во всех рассматриваемых линиях при увеличении площадей низкоширотных КД радиопоток возрастает, что свидетельствует о повышенном радиоизлучении в этих областях по сравне-

нию со «спокойным» Солнцем. В некоторых точках хорошо виден эффект компенсации повышенного радиоизлучения низкоширотных КД пониженным радиоизлучением областей в полярных КД.

Заключение

Мы считаем, что наше исследование подтверждает результаты, которые ранее были получены из радионаблюдения полного солнечного затмения 29.03.2006 г. на Кисловодской ГАС: низкоширотные КД связаны с областями повышенного, а полярные КД с областями пониженного радиоизлучения на длине волны 4.9 см. И этот эффект имеет не случайный, а закономерный характер.

По-видимому, данный эффект можно объяснить несколькими факторами. Первый связан с разными температурами полярных и низкоширотных КД. Полярные КД считаются самыми холодными областями короны ($T_e \approx (0.7 \div 1.0) \text{MK}$), а КД активного Солнца, которые расположены в низкоширотных областях, имеют бóльшую температуру короны ($T_e \approx (1.0 \div 1.5) \text{MK}$) [7]. Вторым фактором определяется углом между лучом зрения и радиальным направлением от Солнца, т.е. в каких областях атмосферы Солнца набирается оптически толстый слой для нашего диапазона радиоизлучения. Возможно также влияние разогрева верхних слоев хромосферы в областях КД.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №06021633, и научной школы №6110.2008.2.

Литература

1. *Fürst E., Hirth W.* Solar Phys., 1975, 42, №1, P.157-161.
2. *Shibasaki K., Ishiguro M., Enome S.*, Publ. Astron. Soc. Japan, 1978, 30, №4, P.589-600.
3. *Ferguson B.G.* Solar Phys., 1981, 69, №1, P.185-209.
4. *Wefer F.L., Papagiannis M.D.*, Solar Phys., 1980, 67, №1, P.13-21.
5. *Боровик В.Н., Лившиц М.А.* АЖ, 1982, 59, №2, С.355-364.
6. *Шрамко А.Д., Сенник В.А., Тлатов А.Г.* Труды конф. «Физическая природа солнечной активности и прогнозирование её геофизических проявлений», 2007, СПб, ГАО РАН, с. 369-374.
7. *Никольская К.И.* Труды конф. «Солнечная активность как фактор космической погоды», 2005, СПб, ГАО РАН, с. 423-428.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абрамов-Максимов В.Е.* 13
Авакян С.В. 3
Аскеров А.Б. 269
Аурасс Г. 121
Бадалян О.Г. 9
Бакунин В.Л. 13
Бакунина И.А. 13, 17
Баранов А.В. 19
Баранов Д.Г. 39
Баранова Н.Н. 19
Баринов А.В. 23
Баткова Л.А. 327
Березан М.С. 25
Беспалов П.А. 27
Биленко И.А. 31
Благовещенская Е.Э. 327
Богод В.М. 63
Богомолов А.В. 251
Бучнев А.А. 57
Вальчук Т.Е. 33
Васильева В.В. 37, 359
Вернова Е.С. 39
Веселовский И.С. 43, 47, 103
Волобуев Д.М. 49
Воронин Н.А. 3
Georgieva K. 53
Гетлинг А.В. 57
Голубов И.Л. 61
Голубчина О.А. 63
Горбиков С.П. 319
Гриб С.А. 67
Гусева С.А. 71, 393
Давыдов В.В. 75
Делоне А.Б. 79, 311
Демидов М.Л. 83, 89
Дергачев В.А. 91, 327
Джемакулов А.А. 97
Дивлекеев М.И. 99, 103
Дмитриев П.Б. 105, 327
Дормидонтов Д.В. 61
Ерофеев Д.В. 107
Ефремов В.И. 285
Зайцев В.В. 111, 121
Злотник Е.Я. 115, 121, 125
Иванов В.Г. 127, 145, 237, 259
Иванов Е.В. 131
Исаева Е.А. 137, 141
Ихсанов Р.Н. 145, 149
Казачевская Т.В. 153
Калинин М.С. 155
Кардаполова Н.Н. 13
Каримова Л.М. 221
Катушкина О.А. 159
Кацова М.М. 163
Киричек Е.А. 167, 349
Kirov V. 53
Князева И.С. 171
Ковалев В.А. 31
Козырева О.В. 327
Копылова Ю.Г. 175, 375
Коржавин А.Н. 63
Костюченко И.Г. 179
Крайнев М.Б. 155, 181, 183
Крамынин А.П. 187
Круглов А.А. 111
Кудрявцев И.В. 105, 189
Кузнецов С.А. 193
Кузнецова М.А. 197
Кулагин Е.С. 199
Куприянова Е.Г. 201
Лазарева Л.Ф. 19
Лазутков В.П. 105, 385
Лаптухов А.И. 387
Лейко У.М. 205, 207
Лесовой С.В. 13
Лившиц М.А. 211
Лозицкий В.Г. 217
Макаренко Н.Г. 171, 221, 277
Макарова В.В. 183, 227
Мартынова О.В. 231

- Матвеев Г.А.* 105, 385
Мельников В.Ф. 17, 23, 137, 141, 193, 201, 231, 245, 319, 391
Мерзляков В.Л. 233
Милецкий Е.В. 127, 237, 259
Мильков Д.А. 171
Минасянц Г.С. 241
Минасянц Т.М. 241
Михаляев Б.Б. 243
Молоденский М.М. 233
Моргачев А.С. 245
Мордвинов А.В. 247
Муравьева Е.А. 251
Мурсула К. 43
Мягкова И.Н. 251
Наговицын Ю.А. 127, 255, 259, 261
Наговицына Е.Ю. 261
Нефедов С.Н. 307
Никольская К.И. 265
Обридко В.Н. 53, 269
Огурцов М.Г. 275, 327
Ойонен М. 275
Опошнян О.Л. 277
Остапенко В.А. 25, 281
Парфиненко Л.Д. 285
Пархоменко А.В. 75, 97, 227
Пилипенко В.А. 251
Подгорный А.И. 289, 293
Подгорный И.М. 289, 293
Поляков В.Е. 245
Поляков Е.В. 299
Понявин Д.И. 277, 303
Попова Е.П. 307
Порфирьева Г.А. 79, 311
Просовецкая Н.А. 315
Просовецкий Д.В. 13, 315
Птицына Н.Г. 43
Пятаков Н.П. 319
Пятигорский А.Г. 323
Пятигорский Г.А. 323
Распопов О.М. 91, 275, 327
Резникова В.Э. 231
Ривин Ю.Р. 333, 337
Романова Н.В. 251
Рощина Е.М. 343
Савина О.Н. 27
Савченко М.И. 105, 385
Сарычев А.П. 343
Sivaraman K.R. 345
Скородумов Д.В. 105, 385
Соколов Д.Д. 373
Соловьев А.А. 13, 167, 217, 285, 349
Степанов А.В. 175, 375
Степанова Т.А. 299
Тавастииерна К.С. 149, 299
Тихомиров Ю.В. 13
Тлатов А.Г. 37, 61, 97, 355, 357, 359
Толочкина С.В. 371
Тохчукова С.Х. 63
Троицкая Е.В. 361
Тягун Н.Ф. 365, 367
Тясто М.И. 39, 43
Файнштейн В.Г. 131
Фомичев В.В. 387
Хвиюзова Т.А. 371
Хлыстова А.И. 373
Хонгорова О.В. 243
Цап Ю.Т. 175, 375
Чариков Ю.Е. 379, 383, 385
Чернов Г.П. 387
Чеснок Ю.А. 25
Шельтинг Б.Д. 53, 269
Шер Э.М. 125
Шибаетов А.А. 391
Шибасаки К. 13, 17, 201
Шрамко А.Д. 61, 71, 393
Шугай Ю.С. 47
Щербаков Д.А. 245
Юнгнер Х. 91, 275
Яичников М. 385
Яковчук О.С. 43, 47, 103
Якунина Г.В. 79, 311
Яркина Е.Ю. 17

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Авакян С.В., Воронин Н.А.</i> Тренды солнечно-геомагнитной активности и глобальное изменение климата.....	3
<i>Бадалян О.Г.</i> Свойства двух мод дифференциального вращения солнечной короны	9
<i>Бакунина И.А., Абрамов-Максимов В.Е., Лесовой С.В., Кардаполова Н.Н., Шибасаки К., Соловьёв А.А., Тихомиров Ю.В., Бакунин В.Л., Просовецкий Д.В.</i> Долгопериодные колебания солнечных пятен по одновременным наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма и Сибирском солнечном радиотелескопе.....	13
<i>Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Шибасаки К., Яркина Е.Ю.</i> Межпятенные источники микроволнового излучения Солнца по наблюдениям с высоким двумерным пространственным разрешением на трёх частотах.....	17
<i>Баранов А.В., Баранова Н.Н., Лазарева Л.Ф.</i> Особенности кроссовер-эффекта в полутени солнечного пятна. Результаты наблюдений.....	19
<i>Баринов А.В., Мельников В.Ф.</i> Особенности динамики спектра и распределения радиояркости в солнечной вспышечной петле.....	23
<i>Березан М.С., Остапенко В.А., Чеснок Ю.А.</i> Эмиссионный спектр хромосферной вспышки 15.07.1981 г.....	25
<i>Беспалов П.А., Савина О.Н.</i> Влияние ионно-звуковой турбулентности на формирование температурного перепада в переходной области солнечной атмосферы.....	27
<i>Биленко И.А., Ковалев В.А.</i> К диагностике солнечных вспышек.....	31
<i>Вальчук Т.Е.</i> Особенности гелиосферного плазменного слоя при зарождении активности нового 24 цикла.....	33
<i>Васильева В.В., Тлатов А.Г.</i> Распределение магнитных биполей в солнечном цикле.....	37

Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г. Асимметрия распределения фотосферного магнитного поля.....	39
Веселовский И.С., Мурсула К., Птицына Н.Г., Тясто М.И., Яковчук О.С. Ретроспективный анализ спорадических и рекуррентных геомагнитных возмущений в 1859-1860 гг. по архивным данным российской сети станций.....	43
Веселовский И.С., Шугай Ю.С., Яковчук О.С. Солнечный ветер и межпланетное магнитное поле, связанные с комплексом из приэкваториальной корональной дыры и активной области в минимуме солнечного цикла № 23.....	47
Волобуев Д.М. Возможности и перспективы параметризации цикла Швабе.....	49
Georgieva K., Kirov B., Obridko V.N., Shelting B.D. What can we learn about solar dynamo from geomagnetic data.....	53
Гетлинг А.В., Бучнев А.А. О динамике структур грануляционного поля.....	57
Голубов И.Л., Дормидонтов Д.В., Тлатов А.Г., Шрамко А.Д. Создание на Горной станции ГАО РАН солнечного оптического патрульного телескопа.....	61
Голубчина О.А., Коржавин А.Н., Богод В.М., Тохчукова С.Х. Радиоизлучение внешних слоёв атмосферы Солнца по данным наблюдений солнечного затмения 29.03. 2006 на РАТАН-600.....	63
Гриб С.А. О внутренних МГД волнах в магнитных облаках солнечного ветра и в магнитосфере Земли.....	67
Гусева С.А., Шрамко А.Д. Лимбовые корональные лучи как предикторы гелиомагнитной картины на диске Солнца.....	71
Давыдов В.В., Пархоменко А.В. Временные особенности корреляций цикла солнечных пятен и землетрясений.....	75
Делоне А.Б., Якунина Г.В., Порфирьева Г.А. Активизация волокон и вспышки на Солнце.....	79

Демидов М.Л. Вариации крупномасштабных магнитных полей Солнца в диапазоне минуты-часы при стоксометрических измерениях.....	83
Демидов М.Л. Особенности распределения по диску Солнца отношений напряжённости магнитных полей при сопоставлении наблюдений в различных спектральных линиях.....	89
Дергачев В.А., Распопов О.М., Юнгнер Х. Глобальное потепление 20-го века и долговременная солнечная активность.....	91
Джемакулов А.А., Пархоменко А.В. Тлатов А.Г. Характеристики групп солнечных пятен в период 1861-1879 гг.....	97
Дивлекеев М.И. Колебания излучения активных областей в линии Ca II 8498 Å.....	99
Дивлекеев М.И., Яковчук О.С., Веселовский И.С. Многоволновые наблюдения динамических процессов на Солнце и в гелиосфере 30.07.2005.....	103
Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В. Временная структура и энергетический спектр рентгеновского излучения солнечной вспышки 15 апреля 2002 года по данным спектрометра «ИРИС» эксперимента «КОРОНАС-Ф».....	105
Ерофеев Д.В. Поляризация нелинейных альвеновских волн в межпланетном пространстве.....	107
Зайцев В.В., Круглов А.А. Электрические токи в корональных магнитных петлях.....	111
Злотник Е.Я. Сравнительный анализ различных механизмов происхождения зебра-структуры в солнечном радиоизлучении.....	115
Злотник Е.Я., Зайцев В.В., Аураасс Г. Зебра-структура в быстродрейфующих солнечных радиовсплесках	121
Злотник Е.Я., Шер Э.М. К теории эффекта двойного плазменного резонанса в солнечной короне.....	125

Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А. Реконструкция «диаграммы бабочек» Маундера за XVIII-XIX века...	127
Иванов Е.В., Файнштейн В.Г. Крупномасштабная структура магнитных полей в короне и корональные выбросы масс.....	131
Исаева Е.А., Мельников В.Ф. Повышение точности оценки потока протонов СКЛ по параметрам микроволновых всплесков при учете интенсивности ДКМ компоненты.....	137
Исаева Е.А., Мельников В.Ф. Характер связи потока протонов солнечных космических лучей с параметрами микроволновых всплесков.....	141
Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. Циклические изменения дифференциального вращения Солнца.....	145
Ихсанов Р.Н., Тавастшерна К.С. Высокоширотные корональные дыры и полярные факелы в 11-летних солнечных циклах.....	149
Казачевская Т.В. Вариации потока ультрафиолетового излучения Солнца в минимуме активности.....	153
Калинин М.С., Крайнев М.Б. О фазе минимума солнечного цикла в интенсивности ГКЛ.....	155
Катушкина О.А. Межзвездные атомы водорода внутри гелиосферы.....	159
Кацова М.М. Особенности вращения Солнца и активных поздних звезд.....	163
Киричек Е.А., Соловьев А.А. Магнитодростатическая модель кольцевого волокна на Солнце.....	167
Князева И.С., Мильков Д.А., Макаренко Н.Г. Скейлинговые и топологические предвестники X-вспышек по MDI данным.....	171
Копылова Ю.Г., Степанов А.В., Цап Ю.Т. Корональная сейсмология как метод диагностики плазмы звездных вспышек.....	175

Костюченко И.Г.

О различиях в хаотической динамике солнечной активности на различных временных масштабах..... 179

Kraïnev M.B.

On the peculiarities of the current phase of solar cycle and the long-term variations of solar activity..... 181

Крайнев М.Б., Макарова В.В.

Регрессионная модель связи между характеристиками солнечной активности и гелиосферного токового слоя..... 183

Крамынин А.П.

О некоторых особенностях спектра ряда чисел Вольфа..... 187

Кудрявцев И.В.

Космические лучи и возможные механизмы их влияния на формирование облачности..... 189

Кузнецов С.А., Мельников В.Ф.

Диагностика физических условий во вспышечных петлях по спектральной эволюции микроволнового излучения с высоким пространственным разрешением..... 193

Кузнецова М.А.

Системы измерений магнитных полей солнечных пятен..... 197

Кулагин Е.С.

Узкополосная широкоугольная ступень оптического фильтра на основе двухлучевого интерферометра с полупрозрачным металлическим слоем..... 199

Куприянова Е.Г., Мельников В.Ф., Shibasaki K.

Пульсации микроволнового излучения одиночных вспышечных петель..... 201

Лейко У.М.

Возможности исследования временных рядов индексов солнечной активности методом узкополосной фильтрации..... 205

Лейко У.М.

Модулирующие периоды солнечной активности и прогноз очередного долгопериодического минимума..... 207

Лившиц М.А.

Газодинамические процессы в мощных нестационарных явлениях на Солнце..... 211

Лозицкий В.Г., Соловьев А.А. Особенности зееман-эффекта в спектре солнечных вспышек: проявления сильных магнитных полей.....	217
Макаренко Н.Г., Каримова Л.М. Математические проблемы палеоклиматических реконструкций.....	221
Макарова В.В., Пархоменко А.В. Всплески активности на полюсах Солнца, предшествующие активности пятен в 24-м цикле.....	227
Мартынова О.В., Мельников В.Ф., Резникова В.Э. Распределения радиояркости вдоль солнечных вспышечных петель на разных фазах микроволнового всплеска.....	231
Мерзляков В.Л., Молоденский М.М. Закономерности начального этапа корональной эрупции.....	233
Милецкий Е.В., Иванов В.Г. Плотность широтного распределения солнечной активности в 11-летних циклах.....	237
Минасянц Г.С., Минасянц Т.М. Особенности ускорения и распространения протонов солнечных вспышек.....	241
Михаляев Б.Б., Хонгорова О.В. О радиальных колебаниях корональных петель.....	243
Моргачев А.С., Поляков В.Е., Щербаков Д.А., Мельников В.Ф. Вклад теплового тормозного излучения в микроволновое излучение вспышечных петель.....	245
Мордвинов А.В. Долговременные изменения интегрального потока излучения Солнца и погрешности их оценок.....	247
Мягкова И.Н., Романова Н.В., Пилипенко В.А., Богомолов А.В., Муравьева Е.А. Релятивистские электроны, наблюдаемые в околоземном пространстве на малых высотах, и их связь с активностью Солнца.....	251
Наговицын Ю.А. Физические параметры космической погоды на длительных временах: "нормальные" и "экстремальные" эпохи.....	255
Наговицын Ю.А., Иванов В.Г., Милецкий Е.В. Открытый солнечный магнитный поток: новые реконструкции.....	259

Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю. Долгопериодические колебания в активных областях Солнца: наблюдательные свидетельства.....	261
Никольская К.И. Корональные дыры и магнитные поля Солнца.....	265
Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д., Аскеров А.Б. Контраст корональных дыр и скорость солнечного ветра.....	269
Ogurtsov M.G., Raspopov O.M., Oinonen M., Jungner H. Reaction of nonlinear system to the weak external forcing as a problem in solar-climatic research.....	275
Опошнян О.Л., Понявин Д.И., Макаренко Н.Г. Нелинейный анализ причинно-следственной связи между временными рядами солнечной и геомагнитной активности методами символической динамики.....	277
Остапенко В.А. Появление и исчезновение линий металлов во вспышках в процессе cs(TRF-BLF-WLF) эволюции токового слоя.....	281
Парфиненко Л.Д., Ефремов В.И., Соловьев А.А. Некоторые пространственные особенности долгопериодических колебаний лучевых скоростей в пятне и около него.....	285
Подгорный А.И., Подгорный И.М. Трехмерное МГД моделирование положения токовых слоев в предвспышечном состоянии.....	289
Подгорный И.М., Подгорный А.И. Жесткие излучения солнечной вспышки: наблюдательные данные и их объяснение.....	293
Поляков Е.В., Степанова Т.А., Тавастшерна К.С. Автоматическая оцифровка Н-альфа синоптических карт Солнца.....	299
Понявин Д.И. Тренды солнечной и геомагнитной активности.....	303
Попова Е.П., Нефедов С.Н. Магнитная спиральность в динамо Паркера.....	307
Порфирьева Г.А., Делоне А.Б., Якунина Г.В. Выбросы вещества из стримеров в минимуме и максимуме солнечной активности.....	311

Просовецкий Д.В., Просовецкая Н.А. Зависимость между характеристиками ультрафиолетового и микроволнового излучений в корональных дырах.....	315
Пятаков Н.П., Горбиков С.П., Мельников В.Ф. Моделирование динамики энергичных электронов в магнитной ловушке на основе уравнения Фоккера-Планка.....	319
Пятигорский А.Г., Пятигорский Г.А. Прогнозирование солнечной активности на основе исследования ряда чисел Вольфа посредством нелинейного регрессионного анализа	323
Распопов О.М., Дергачев В.А., Огурцов М.Г., Дмитриев П.Б., Баткова Л.А., Благовещенская Е.Э., Козырева О.В. Вариации климата на временных шкалах до сотен миллионов лет и их связь с солнечной активностью.....	327
Ривин Ю.Р. Магнитное поле солнечных пятен во второй половине прошлого века по среднегодовым значениям.....	333
Ривин Ю.Р. Циклические изменения солнечной активности и соответствующих процессов в системе Солнце – Земля по результатам анализов наблюдений. Ряд следствий. (Тезисы).....	337
Рощина Е.М., Сарычев А.П. Сравнительный анализ трёх длительно наблюдаемых индексов пятнообразования.....	343
Sivaraman K.R. Construction of H-alpha synoptic charts in digital format from H-alpha images for the period 1965-2007.....	345
Соловьев А.А., Киричек Е.А. Магнитная структура солнечного пятна.....	349
Тлатов А.Г. Нерадиальное распространение корональных стримеров в солнечном цикле.....	355
Тлатов А.Г. Свойства полярных циклов активности.....	357
Тлатов А.Г., Васильева В.В. Формирование корональных токовых петель около солнечных пятен U-конфигурации.....	359

<i>Троицкая Е.В.</i> Исследование процессов в области солнечной вспышки для пяти событий методом анализа их гамма-излучения в линиях.....	361
<i>Тягун Н.Ф.</i> Наблюдения прямой связи ширина – интенсивность для красной корональной линии.....	365
<i>Тягун Н.Ф.</i> О EW–асимметрии в монохроматической короне.....	367
<i>Хвиюзова Т.А., Толочкина С.В.</i> Предикторы авроральных возмущений.....	371
<i>Хлыстова А.И., Соколов Д.Д.</i> Тороидальное магнитное поле по данным о группах, нарушающих правило Хейла.....	373
<i>Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Степанов А.В.</i> О генерации альвеновских волн в фотосферах Солнца и звезд.....	375
<i>Чариков Ю.Е.</i> Временная структура и поляризация жёсткого рентгеновского излучения вспышек.....	379
<i>Чариков Ю.Е.</i> Ускорение электронов на масштабе в сотни миллисекунд в солнечных вспышках.....	383
<i>Чариков Ю.Е., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Яичников М.</i> Спектральный состав рентгеновского излучения солнечных вспышек	385
<i>Чернов Г.П., Лаптухов А.И., Фомичев В.В.</i> О механизмах формирования «зебра»-структуры в радиоизлучении Солнца.....	387
<i>Шибеев А.А., Мельников В.Ф.</i> Динамика степени поляризации в солнечных микроволновых вспышечных петлях.....	391
<i>Шрамко А.Д., Гусева С.А.</i> Исследование излучения корональных дыр в период минимума солнечной активности.....	393
Список авторов.....	397