

Российская Академия Наук
Специальная астрофизическая обсерватория
Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории РАН
Российский фонд фундаментальных исследований
Астрономическое общество

**МНОВОЛНОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЦА И СОВРЕМЕННЫЕ
ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

Всероссийская конференция

САО РАН, п. Нижний Архыз, КЧР, 28 сентября - 2 октября 2006 г.

ТРУДЫ

Санкт-Петербург
2007

Сборник содержит доклады, представленные на Всероссийской конференции “МНОГОВОЛНОВЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЦА И СОВРЕМЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ» (28 сентября - 2 октября 2006 г., САО РАН, п. Нижний Архыз, КЧР). Конференция проводилась при поддержке Специальной астрофизической обсерватории АН, Российского фонда фундаментальных исследований. В конференции принимали участие ученые России, Украины и Греции.

Оргкомитет конференции:

Сопредседатели

- Зайцев В.В., д.ф.м.н. (ИПФАН) - председатель
- Богод В.М., д.ф.м.н. (СПб Ф САО РАН) - зам. председателя
- Степанов А.В., д.ф.м.н. (ГАО РАН) - зам. председателя

Члены Оргкомитета

- Наговицын Ю.А., к.ф.м.н. (ГАО РАН)
- Обридко В.Н., д.ф.м.н. (ИЗМИРАН)
- Кузнецов В.Д., д.ф.м.н. (ИЗМИРАН)
- Веселовский И.С., д.ф.м.н. (НИИЯФ МГУ)
- Григорьев В.М., член-корр. РАН (ИСЗФ СО РАН)
- Зеленый Л.М., член-корр. РАН (ИКИ РАН)
- Ким И.С., к.ф.м.н. (ГАИШ МГУ)
- Смольков Г.Я., д.ф.м.н. (ИСЗФ СО РАН)
- Степанян Н.Н., д.ф.м.н. (КраО, Украина)
- Яснгов Л.В., д.ф.м.н. (СПб ГУ)

Местный оргкомитет

- Балега Ю.Ю. (САО РАН) - председатель
- Богод В.М. (СПб Ф САО РАН) - зам. председателя
- Мингалиев М.Г. (САО РАН) - зам. председателя
- Костюк И.П. (САО РАН) –ученый секретарь
- Борисевич Т.П. (ГАО РАН)
- Витковский В.В. (САО РАН)
- Кальтман Т.И. (СПб Ф САО РАН)
- Наговицын Ю.А. (ГАО РАН)
- Опейкина Л.В. (САО РАН)
- Тохчукова С.Х. (СПбФ САО РАН)
- Узденов А.Ч. (САО РАН)
- Филиппова Е.Э. (САО РАН)

Редакционная коллегия: В.М.Богод, О.А.Голубчина, Т.И.Кальтман, С.Х.Тохчукова

Компьютерная верстка

ОГЛАВЛЕНИЕ

Обзорные статьи

<i>Богод В.М.</i> Исследования атмосферы Солнца на основе многоволновых наблюдений Солнца на РАТАН-600. Результаты и перспективы.....	2
<i>Гречнев В.В.</i> Многочастотные радионаблюдения в исследованиях солнечных эруптивных явлений.....	27
<i>Подгорный И.М., Подгорный А.И.</i> О современном представлении о солнечной вспышке.....	66
<i>Филиппов Б.П.</i> , Спиральные корональные лучи как индикаторы солнечного ветра.....	80
<i>Шугай Ю.С., Веселовский И.С.</i> Исследование корональных дыр в различных диапазонах длин волн	92

Секция 1. «Магнитные поля на Солнце»

<i>Гопасюк О.С., Гопасюк С.И.</i> Структура магнитного поля в подфотосферных слоях Солнца по наблюдениям крутильных колебаний пятен.....	102
<i>Гриб С.А.</i> Нелинейный переход энергии магнитного поля в диссипацию солнечной плазмы	124
<i>Макарова В.В., Сапешко В.И.</i> 24-й полярный цикл. Период 2001-2006 гг.....	135
<i>Молодых С.И., Амброж П., Коваленко В.А., Рубцова О.А.</i> Анализ динамики крупномасштабных горизонтальных скоростей и магнитного поля на Солнце в периоды быстрых перестроек	142

Секция 2. «Колебательные и циклические процессы на Солнце»

<i>Ефремов В.И. , Иксанов Р.Н., Парфиненко Л.Д.</i> Колебания лучевых скоростей в активных областях фотосферы солнца	156
--	-----

<i>Милецкий Е.В., Дмитриев П.Б.</i> Временные вариации рентгеновских индексов солнечной активности: сравнительный анализ и возможности прогнозирования.....	170
<i>Михаляев Б.Б.</i> Резонансное возбуждение мод типа перетяжек в корональных петлях.....	181
<i>Перепелица В.А., Тебуева Ф.Б., Шенкао Т.М.</i> Обоснование иерархической структуры цикличности временного ряда солнечной активности.....	190
<i>Пуляев В.А., Кобанов Н.И.</i> Наблюдательные исследования колебательно-волновых процессов в факельных областях	207
<i>Скляр А.А., Кобанов Н.И.</i> Свойства колебательных и квазистационарных движений в корональных дырах на фотосферно-хромосферных высотах.....	217
<i>Тлатов А.Г.</i> 22-летние вариации вращения Солнца и циклы солнечной активности.....	226

Секция 3. «Исследования солнечной короны»

<i>Алтынцев А.Т., Гречнев В.В., Мешалкина Н.С., Йен Йихуа,</i> Тонкая структура микроволнового излучения в наблюдениях с пространственным разрешением	244
<i>Голубчина О.А., Богод В.М., Коржавин А.Н., Бурсов Н.Н., Тохчукова С.Х.</i> Параметры излучения протуберанца в широком диапазоне сантиметровых длин волн по данным наблюдений солнечного затмения 29 марта 2006 г.	259
<i>Гусева С.А., Ким Гун-Дер, Тлатов А.Г.</i> Банк данных солнечных протуберанцев по данным наблюдений на Горной станции ГАО РАН в период 1957-2006 гг.....	269
<i>Гусева С.А., Ким Гун-Дер, Тлатов А.Г., Платов Ю.В., Филиппов Б.П.</i> Спектральные наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 в линиях 6374 Å и 5303 Å.....	279
<i>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</i> Динамика вращения зеленой короны на разных фазах 11-летнего солнечного цикла	296
<i>Крусанова Н.Л., Крюкова М.Ю.</i> Цвет структур "белой" короны по наблюдениям во время полных солнечных затмений.....	304
<i>Порфирьева Г.А., Якунина Г.В., Делоне А.Б.</i> Движение вещества в солнечной короне по наблюдениям на LASCO SOHO.....	316

Секция 4: «Активные процессы на Солнце»

<i>Бакунина И.А.</i> Исследование возможностей краткосрочного прогноза солнечных вспышек на основе двухчастотного критерия «нормальных» долготных зон.....	340
<i>Боровик В.Н., Гречнев В.В., Абрамов-Максимов В.Е., Григорьева И.Ю., Богод В.М., Кальтман Т.И., Коржавин А.Н.</i> Постэруптивные процессы на Солнце по многоволновым наблюдениям на РАТАН-600.....	370
<i>Дивлекеев М.И.</i> Некоторые вспышки в активных областях АО NOAA 10792 и 10798.....	398
<i>Каплан Л.Г., Откидычев П.А.</i> Возникновение магнитного поля при вихрестроке в солнечных пятнах	409
<i>Кузнецов А.А.</i> Тонкие спектральные структуры в дециметровых солнечных радиовсплесках	422
<i>Martinez-Oliveros J.C., Donea, A.-C., Beslin-Ionescu, D., Moradi, H., Cally, P.S., Lindsey, C.</i> «Sun quakes: a multiwavelength analysis».....	435
<i>Модин Е.В., Яснoв Л.В.</i> К теории резонансного переходного излучения дециметрового излучения вспышек	444
<i>Руденко И.Г., Руденко Г.В., Уралов А.М.</i> Радиоисточник над нейтральной линией в активных областях, производящих вспышки балла X большой продолжительности.....	462
<i>Тлатов А.Г.</i> Глобальные токовые системы как источник энергии солнечных вспышек.....	475
<i>Уралов А.М., Руденко Г.В., Гречнев В.В., Руденко И.Г., Х. Накаджима, К. Шибасаки,</i> Микроволновый источник над нейтральной линией – источник под токовым слоем.....	484

Секция 5. «Солнечная активность и возмущения солнечного ветра и космических лучей»

<i>Иванов В.Г., Милецкий Е.В.</i> Возможности долгосрочного прогнозирования геомагнитной активности.....	516
<i>Яковчук О.С., Веселовский И.С.</i> Сравнительный анализ экстремальных возмущений на Солнце и в гелиосфере.....	529

Секция 6. «Современные наблюдательные методы исследования Солнца»

<i>Давыдов В.В.</i> Результаты кросс-вейвлетного анализа параметров земной атмосферы и чисел Вольфа для периодов 7-40 дней.....	544
<i>Кузнецова С.М., Криссинель Б.Б., Обухов А.Г., Просовецкий Д.В., Смольков Г.Я.</i> Соотношение неопределенности и продолжение спектра за частоту среза в радиоизображении.....	549
<i>Кузнецова С.М., Лубышев Б.И., Обухов А.Г., Просовецкий Д.В., Смирнов С.И., Смольков Г.Я., Чернова Е.А., Джурик А.В.</i> Математическое и программное обеспечение формирования и реконструкции радиоизображений Солнца на Сибирском солнечном радиотелескопе.....	560
<i>Кузнецова С.М., Обухов А.Г., Просовецкий Д.В., Смольков Г.Я., Джурик А.В.</i> Выделение слабоконтрастных событий в солнечной короне, используя метод распознавания образов.....	583
<i>Кулагин Е.С.</i> Двумерная спектроскопия Солнца	596
<i>Лесовой С.В., Занданов В.Г., Алтынцев А.Т., Губин А.В., Иванов Е.Ф.</i> Создание многоволнового радиогелиографа на базе ССРТ.....	614
<i>Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А., Волобуев Д.М., Кузнецова М.А.</i> Информационные возможности Пулковской базы данных по солнечной активности	625
<i>Теплицкая Р.Б., Григорьева С.А.</i> Повышение точности инверсии контуров линий Ca II с помощью функций отклика.....	634

Обзорные доклады

Исследования атмосферы Солнца на основе многоволновых наблюдений Солнца на РАТАН-600. Результаты и перспективы.

В. М. Богод¹

¹*Специальная астрофизическая обсерватория*

Анализируется современное состояние исследований в области солнечной физики с помощью радиотелескопа РАТАН-600. Показаны перспективы будущих исследований в области физики солнечной атмосферы, которые могут быть реализованы в ходе будущих исследований Солнца. Рассматриваются возможности повышения ряда важных антенных и аппаратурных параметров радиотелескопа. Определено место будущих исследований Солнца на РАТАН-600 и их роль в мировой солнечной физике.

1. ВВЕДЕНИЕ

Все многообразие структурных образований, наблюдаемых в солнечной атмосфере, равно как и проявления солнечной активности в последние десятилетия связывались с солнечными магнитными полями. Их исследование (экспериментальное и теоретическое) и составило как бы центральную ось физики Солнца середины XX столетия. При этом физика Солнца часто являлась удобным полигоном для развития методов физики плазмы и исследование поведения горячей плазмы солнечной короны, рассматривалось как возможный источник идей для решения технической проблемы управляемых термоядерных реакций. Проблема организации плазменных структур на различных пространственных масштабах в солнечной атмосфере является одной из центральных в современной физике Солнца. Для этого привлекаются наблюдения в широком диапазоне электромагнитного спектра. Внеатмосферные наблюдения на спутниках SOHO, TRACE, RHESSY, HINODE, GOES подробно ведутся в рентгеновском, ультрафиолетовом и гамма-диапазонах. Наземные наблюдения ведутся в оптическом и радио окне прозрачности атмосферы Солнца. Изучение тонких структурных образований в радиодиапазоне важно с точки зрения понимания процессов зарождения плотной плазмы, являющейся источником будущих мощных активных образований.

Солнце является мощным радиоисточником и это обстоятельство существенно ме-

шает достижению высокой чувствительности радиоприемных устройств применяемых для исследований. Наиболее эффективным методом для изучения слабоконтрастных образований на Солнце является применение крупных радиотелескопов с большой эффективной площадью.

Пространственные характеристики плазменных структур всегда изучаются в динамике их развития. Солнце, в связи с этим, представляет нам уникальную возможность детально изучать структурные плазменные образования уже космического масштаба, с космическими временами жизни, но еще доступные нашему детальному исследованию и с широкой шкалой временных вариаций - от миллисекунд до сотен лет. Нам представляется, что именно с этой фундаментальной проблемой современной науки и будет связан основной интерес человечества к физике солнечных явлений. Ниже мы опишем вклад в изучение различных солнечных структур, сделанных с помощью исследований на РАТАН-600 и возможные перспективы в этом направлении.

В то же время в общей астрофизике развивается интерес к солнечной физике как часть проблемы солнечно-звездной физики. С этим связаны проблемы цикличности, выделения энергии, нагрева короны и генерации солнечного ветра.

Наконец, прикладные аспекты исследований солнечной активности, сопровождающейся жестким электромагнитным излучением, корональными выбросами плазмы и космических лучей останутся важным стимулом к исследованиям Солнца. Поиск путей перехода от эмпирических к физически обоснованным методам прогноза геоэффективных воздействий Солнца, можно ожидать, будет в центре ряда исследовательских программ.

Крупнейший в России, а по ряду параметров и в мире, радиотелескоп РАТАН-600 уже в течении 4-х десятков лет (с 1974г.) используется в качестве инструмента для радиоастрономических исследований [1, 2, 3]. Совокупность параметров радиотелескопа оказалась уникальной для солнечных исследований. Инструмент имеет рекордное разрешение до 5 угловых секунд для радиотелескопов рефлекторного типа на высокочастотном краю рабочего диапазона волн на волне 8 мм. Паспортный же диапазон радиотелескопа простирается в длинноволновую часть вплоть до волны 30 см. Таким образом, радиотелескоп перекрывает по частоте 5 с половиной октав и это уникально в мировой практике. Платой за это оказалось ухудшение других важных параметров, а именно: отсутствие режима слежения, что особенно важно для быстропеременных ис-

точников (Солнце). Освоение режима многоазимутальных наблюдений позволило перейти от транзитного режима к режиму с временным разрешением около 4 мин на протяжении 4-х часов (Богод.В.М. и др., 2004). Другим недостатком инструмента является отсутствие возможности регулярного получения двумерных карт. Однако накоплен определенный опыт построения двумерных изображений в различных режимах работы радиотелескопа. Полученный в течение четырех десятилетий опыт работы на радиотелескопе показывает, что, в принципе, указанные выше недостатки могут быть устранены, рабочий диапазон может быть расширен как в сторону коротких, так и в сторону длинных волн. Временной анализ радиоизлучения может быть распространен от нескольких часов вплоть до режима слежения с разрешением до долей мсек. Существуют также возможности и по увеличению пространственного разрешения.

Цель настоящей статьи рассказать о результатах исследований радиоизлучения Солнца уже полученных с помощью радиотелескопа РАТАН-600, показать его место среди других радиоастрономических инструментов мира, и описать фундаментальные задачи физики Солнца сегодняшнего дня, которые могут решаться с его помощью.

2. АППАРАТУРНО-МЕТОДИЧЕСКОЕ РАЗВИТИЕ СОЛНЕЧНОГО КОМПЛЕКСА

История солнечной радиоастрономии на РАТАН-600 официально началась с первого наблюдения Солнца. Оно состоялось 3 ноября 1974г после установки 5-волнового спектрально-поляризационного комплекса на Облучателе №1 РАТАН-600 на волнах 2.0 см, 2.3 см, 2.7 см, 3.2 см и 4.0 см [5]. Идеология этого комплекса была основана на опыте наблюдений на Большом Пулковском Радиотелескопе [6] и Пулковской группы радиоастрономов-солнечников под руководством Г.Б.Гельфрейха. Он и Д.В.Корольков по праву считались идеологами солнечных исследований. В частности Д.В. настоятельно стимулировал задачу перекрытия всего частотного диапазона РАТАН-600 (0.8 см – 30 см) в солнечных наблюдениях.

В 1976 г., этот спектральный комплекс был переведен на Облучатель №3, который находился в системе Южного сектора с Перископом. Достоинством этой системы было наличие весьма малых кросс-поляризационных искажений (менее 0.5 %), что весьма важно при изучении поляризации радиоизлучения, связанной наличием магнитных по-

лей на Солнце.

В истории развития солнечных исследований прослеживается четкая взаимосвязь повышения технического потенциала инструмента и получения новых результатов. Основная цель была в достижении оптимального сочетания уникальных характеристик радиотелескопа (высокой чувствительности, широкодиапазонности и высокой поляризационной точности) с необходимыми для солнечных исследований характеристиками приемной системы (одновременное получение спектральных данных во всем диапазоне, высокий динамический диапазон, высокое временное разрешение инструмента, получение двумерных изображений, высокое пространственное разрешение и др.). За прошедшие 40 лет было создано несколько спектрально-поляризационных комплексов, которые перекрывали весь диапазон РАТАН-600 на ряде отдельных частот [7]. Был создан панорамный анализатор спектра на весь диапазон радиотелескопа с 5% частотным разрешением, входной облучатель которого имел единый фазовый центр для всех радиочастот [8, 9, 10]. Недавно запущен в наблюдения новый уникальный в практике солнечных наблюдений спектрально-поляризационный комплекс высокого разрешения [11].

2.1. Основные параметры РАТАН-600 как инструмента для солнечных исследований

Наблюдения Солнца на радиотелескопе РАТАН-600 отличаются от исследований, проводимых на других инструментах мира, уникальным сочетанием высокой чувствительности к измерению круговой поляризации излучения (порядка 0.5-1,0% для всего Солнца и до значений $p < 0.05$ % для точечных источников) и возможностью проведения длительных серий ежедневных наблюдений при временном разрешении до 4 минут и при умеренно высоком пространственном разрешении (5" по одной координате в коротковолновой части рабочего диапазона на волне 8 мм),

Реализация потенциальных возможностей радиодиагностики солнечной плазмы существенно зависит от параметров инструмента, таких как: полнота анализа спектра в рабочем диапазоне инструмента, точность поляризационных измерений, пространственное разрешение, динамический диапазон, возможность длительных наблюдений (как в течение дня, так и в числе многих дней в году).

Уступая по разрешающей способности таким крупнейшим радиотелескопам мира,

как VLA, OWRO и WSRT, РАТАН все же позволил реализовать более полный анализ спектра и более точные поляризационные измерения, а также существенно больший объем наблюдений.

2.1.1. Чувствительность

Солнце это наиболее яркий радиоисточник во всем сантиметровом и дециметровом диапазонах радиоволн. Для наблюдений мощных всплесков радиоизлучения достаточно небольшой поверхности принимающей антенны с диаметром от 1 м. Такие наблюдения ведутся в мире в широком диапазоне радиоволн. При исследовании слабых солнечных образований, таких как: радиогрануляция, протуберанцы, корональные дыры и активные образования на ранней предвспышечной стадии активных областей необходима высокая чувствительность по потоку радиоизлучения. Известно, что мощный фоновый сигнал от уровня спокойного Солнца накладывает ограничения на предел чувствительности минимально обнаружимой яркостной температуры от точечного радиоисточника. В общем случае, выражение для чувствительности по яркостной температуре ΔT_b можно записать:

$$\Delta T_b = \eta \cdot \alpha \cdot T_{a\Sigma} \cdot R,$$

где: $\eta = \Theta_D/\Theta_i$ – соотношение размеров диаграммы антенны и источника, $T_{a\Sigma} = T_{aN} + T_{aSun}$ – шумовая температура на входе радиометра при наблюдениях Солнца, $R = 1/\sqrt{\Delta f \cdot \tau}$ – радиометрический выигрыш и $\alpha \approx 2$. Анализ этих выражений показывает, что при данной полосе анализа с данной постоянной времени в солнечных наблюдениях нет возможности улучшить чувствительность приемной системы для антенн малых размеров. Использование же большой поверхности крупного радиотелескопа позволяет реализовать высокое соотношение сигнала по потоку радиоизлучения к размеру диаграммы направленности антенны. Чувствительность по потоку излучения ΔF определяется величиной $\Delta F = 2k \cdot \Delta T_{aSun}/S$, где k – постоянная Больцмана и S – эффективная поверхность телескопа. В наблюдениях на РАТАН-600 в диапазоне радиоволн от 2 см до 30 см реализуется эффективная площадь в пределах 500-1500 кв.м. Для полосы приемника $\Delta F=1000$ МГц, $S=1000$ кв.м. предельная чувствительность по потоку составляет около $(0.5 - 1.5) \cdot 10^{-3} \text{ sfu}$. В наблюдениях со сканированием ножевой диаграммой РАТАН-600 по диску Солнца для точечного источника с размером рав-

ным размеру горизонтальной диаграммы $\Theta_i = \Theta_{Dx}$, величины $\eta \approx 60$ и $T_{a\Sigma} \approx 10^4\text{K}$ определяют чувствительность по яркостной температуре на уровне $6\Delta T_b \approx 250\text{K}$. Такая высокая чувствительность позволяет детально изучать слабые радиоисточники на уровне излучения спокойного Солнца.

2.1.2. Широкодиапазонный анализ спектра

Для решения этих задач на РАТАН-600 продолжаются работы по детальному перекрытию всего рабочего диапазона частот антенны (0,8 - 30 см) с высоким частотным разрешением около (1-3) %. Следует отметить, что такая же задача стоит и перед новым проектом FASR США, который планируется к запуску в 2008 г. [12]. Опыт работы на новом СПКВР [11] показывает перспективность такого направления. В наблюдениях на РАТАН-600 используется параллельный анализ спектра, и информация о спектре всех регистрируемых образований на Солнце получается одновременно на всех частотах.

2.1.3. Поляризационные измерения

Весьма высокие точности измерения степени круговой поляризации практически легко реализуются в симметричных рефлекторных антенных системах. При этом, измерения интенсивности и поляризации радиоизлучения происходят в одинаковых условиях, поскольку кросс-поляризационные искажения не превышают уровень шума системы при наблюдениях Солнца. Сложности возникают при необходимости перекрытия широкого диапазона частот в связи с использованием широкодиапазонных облучателей, в которых такие искажения уже присутствуют. Низкое соотношение сигнала к шуму и заметные кросс-поляризационные искажения свойственны радиогелиографам на основе интерферометров, в связи с чем ошибки измерения степени поляризации достигают до 5 %. РАТАН-600 занимает промежуточное положение, поскольку с одной стороны, прием ведется как в типовой широкополосной рефлекторной системе, с другой, несимметричность его поверхности накладывает определенные ограничения на точность измерения поляризации. Опыт работы на радиотелескопе показывает, что кросс-поляризационные ошибки могут быть точно измерены, систематизированы и в ряде случаев могут быть сведены к уровню не превышающий шумов системы. На рис.1

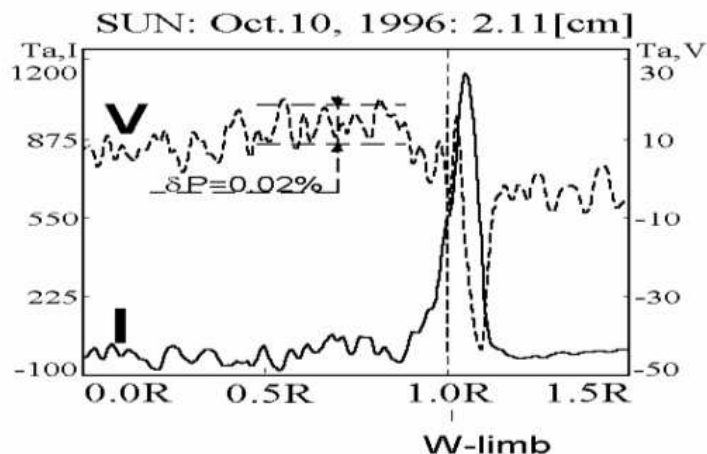


Рис. 1. Пример измерения слабого поляризованного излучения от протуберанца на западном лимбе Солнца. В канале интенсивности I вычтен мощный фоновый сигнал спокойного Солнца.

В канале круговой поляризации V сигнал регистрируется на фоне шумов. Достигнутая точность измерения степени круговой поляризации составила 0.02 %.

показан пример измерения слабого поляризованного сигнала от протуберанца на лимбе Солнца.

Кроме того, существуют крупномасштабные кросс-поляризационные искажения, связанные с отклонением центра вертикальной диаграммы от центра диска Солнца при сканировании, искажения связанные с малыми величинами негоризонтальности Плоского отражателя и др. Однако, во всех случаях они легко измеряются и учитываются при обработке наблюдательных данных.

2.1.4. Временные характеристики

Важность изучения динамических свойств отдельных солнечных образований, получения многооктавных спектров интенсивности и круговой поляризации трудно переоценить для столь переменного объекта как солнечная атмосфера. Здесь надежды возлагаются на дальнейшее развитие режима многоазимутальных наблюдений. В этом режиме возможные частые наблюдения Солнца в режиме сканирования в близкоотстоящих азимутах. Наименьший временной интервал между наблюдениями сейчас составляет 4 минуты, а максимальное временное перекрытие в течение дня составляет 4 часа. Таким образом, в режиме Южного сектора с Перископом проводится 60-61 наблюдений

Солнца в день по специализированным программам.

На рис.2а приведен пример многократных наблюдений Солнца, сканы которого наложены друг на друга. В этот день на диске присутствовала биполярная активная область АО 9866 с двумя радиоисточниками А и В, временные характеристики которых были различны. На рис.2б показаны временные профили радиоисточника А, в интенсивности I (фоновый сигнал спокойного Солнца вычтен) и в круговой поляризации V на нескольких длинах волн сантиметрового диапазона. Справа, приведен вейвлет-анализ временного поведения этого радиоисточника на тех же волнах. Четко выделяется период около 50 сек, спектральные свойства которого ясно указывают его уярчение к коротким волнам. Другие примеры регистрации динамики активных областей в течение 4 часов приведены на рис.3.

Для достижения более высокого временного разрешения необходимо развивать режимы слежения за отдельной областью. Принципиальное решение этого вопроса состоит в создании безинерционной системы сопровождающей объект. Здесь, определенный прогресс, может быть достигнут при реализации в системе Южного сектора с Перископом оптической схемы телескопа Шмидта, в котором время сопровождение источника может достигать 1-2 часа [13].

2.1.5. Картографирование

Получение двумерных изображений на ряде волн одновременно всегда было предметом длительных исследований на РАТАН-600. Здесь следует отметить пионерские работы [14], которые потом были развиты в [15, 16, 17] и направление, осваивавшее уникальные возможности РАТАН-600 как инструмента с управляемой поверхностью, т.н. радиогелиограф РАТАН-600 [18]. Изучены различные варианты установки поверхности радиотелескопа, при которых формируется многолепестковая диаграмма направленности в широком поле зрения и резкой зависимостью диаграммы от частоты. Наличие многочастотного спектрографа и знание точного положения отражательных элементов антенны позволяет рассчитать ее многолепестковую диаграмму и построить радиокарту телескопа. Эта идеология разрабатывалась в [19, 20, 21] и была апробирована в реальных наблюдениях. Была показана жизнеспособность такой идеи для отдельного специально сконструированного инструмента для солнечных исследований. Однако для такого мно-

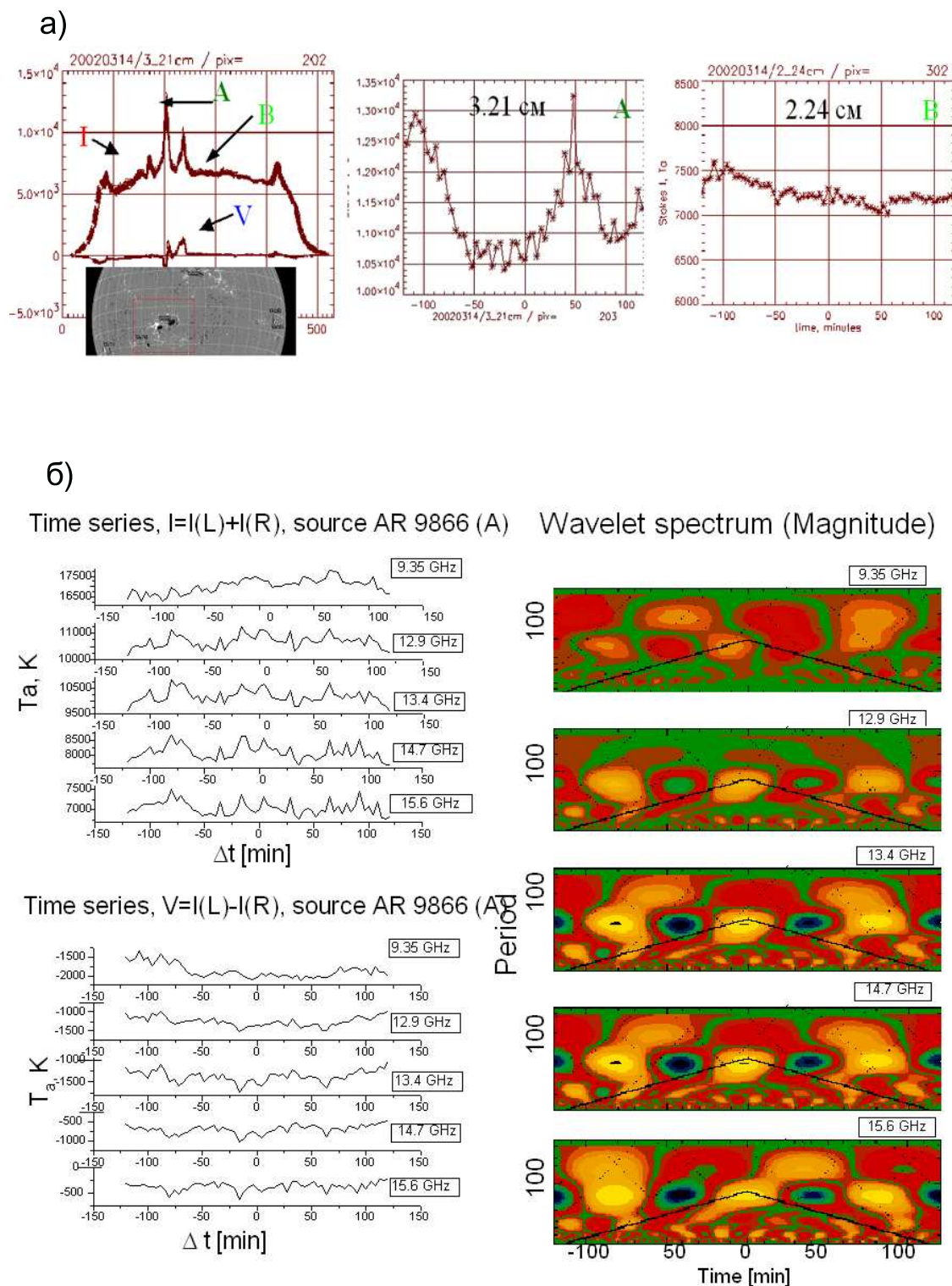


Рис. 2. а) Временные характеристики активной области АО 9866 с двумя радиоисточниками А и В, временные характеристики в течение 240 минут были различны. Магнитная структура области приведена по данным спутника SOHO MDI. б) Анализ временного поведения источника А в активной области АО9866 на нескольких частотах сантиметрового диапазона. Вверху слева, временные профили в интенсивности, внизу, профили в круговой поляризации. Справа, приведен вейвлет анализ на этих же частотах.

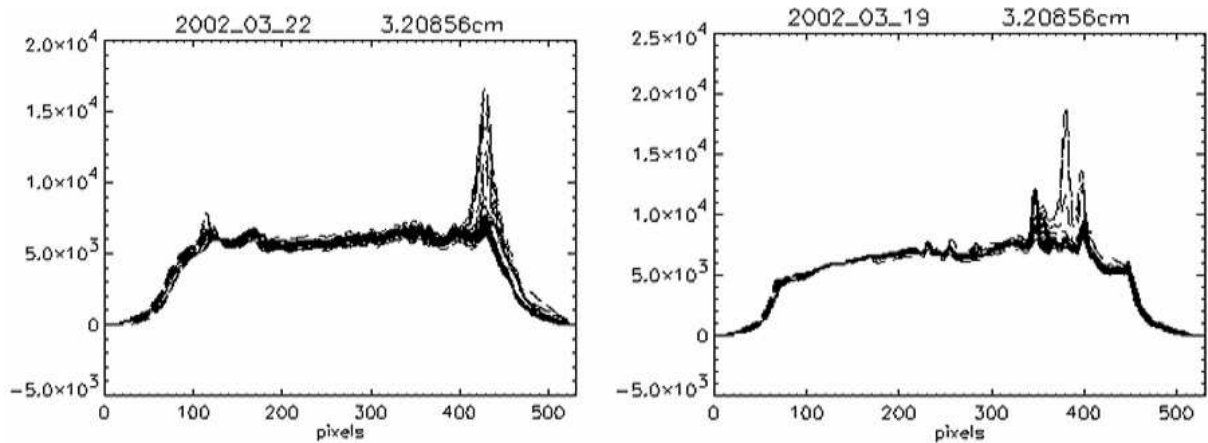


Рис. 3. Примеры регистрации активных областей на Солнце в течение 4 часов с 4-минутным разрешением. В каждом рисунке приведено наложение 60 сканов, полученные в течение дня.

гопрограммного телескопа, каким является РАТАН-600. такой режим организационно трудно совместим с другими программами. Сегодня практически используемый способ многоволнового картографирования основан на изменении азимутального угла в течение дня наблюдений. При этом используется антенная система Южного сектора с Перископом, в которой максимальные азимутальные углы между положением диаграммы и суточным перемещением объекта достигаются в периоды близкие к летнему и зимнему солнцестояниям [22, 23].

В периоды, близкие к весеннему и осеннему равноденствиям, напротив, реализуется минимальная разность азимутальных углов в течение дня, что позволяет проводить исследование быстропеременных во времени явлений. На практике реальное применение получил метод азимутального картографирования, который сейчас развивается как с технической, так и с методической стороны.

На рис.4 приведен пример азимутального картографирования активной области на нескольких длинах волн. Практически, многоволновые изображения могут быть получены для всех волн многоволнового комплекса. Однако время синтезирования карт зависит от азимутального угла, что связано с перекрытием по времени около 4 часов. Поэтому этот метод применим для изучения стабильных образований на Солнце.

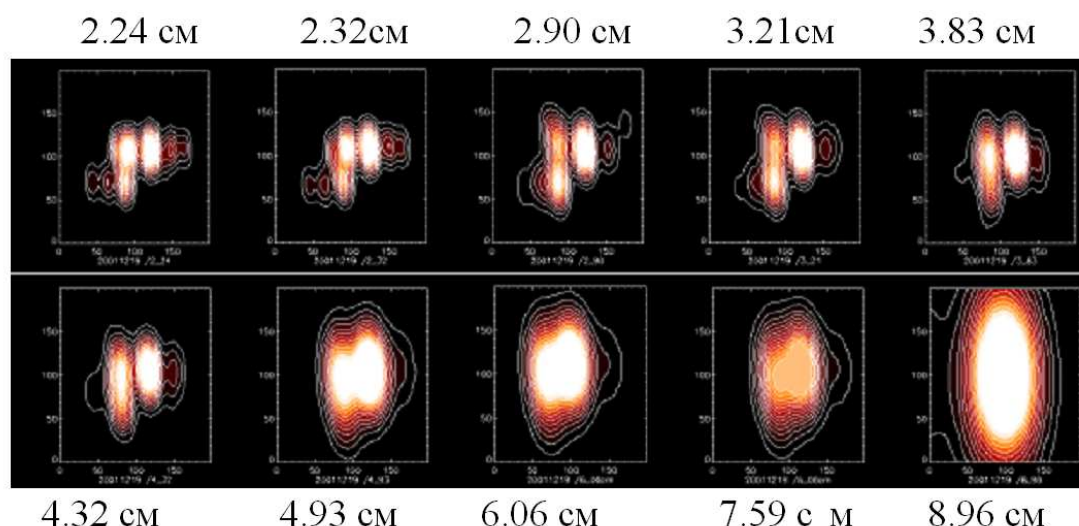


Рис. 4. Синтезированные карты активной области на Солнце по наблюдениям в системе Южного сектора с Перископом.

2.2. Новые проекты развития РАТАН-600 для исследования Солнца

Отмечая выше достоинства РАТАН-600 по чувствительности, широкому диапазону частот и точности измерения поляризации и недостатки по пространственному разрешению, картографированию и временному разрешению, нами [24, 25] предложен проект развития системы АПП, полностью устраняющий эти недостатки с возможностью постоянного улучшения основных его параметров.

Идея заключается в развитии антенной системы Южный сектор с Перископом за счет добавления зеркал небольшого размера (3-5 м в диаметре) в направлении W-E и установки таких же зеркал в направлении N-S (см.рис.5). Современная микроволновая техника позволяет создать миниатюрные широкодиапазонные приемные устройства, которые можно установить в фокусе этих зеркал. В приемной кабине собирающего зеркала (типа Облучателя №3) устанавливается система матричных радиометров, которая создает на небе линейку вертикальных ножевых диаграмм в широком диапазоне частот. Реализация системы компаунд интерферометра, в которой совместно с зеркалом Перископа работают малые зеркала, расположенные по осям W-E и N-S, приведет к разбиению вертикальных диаграмм на множество вертикальных лепестков, количество и размеры которых определяются разностом и количеством малых зеркал. Техническая реализация подобных интерферометрических систем мало отличается от существующих

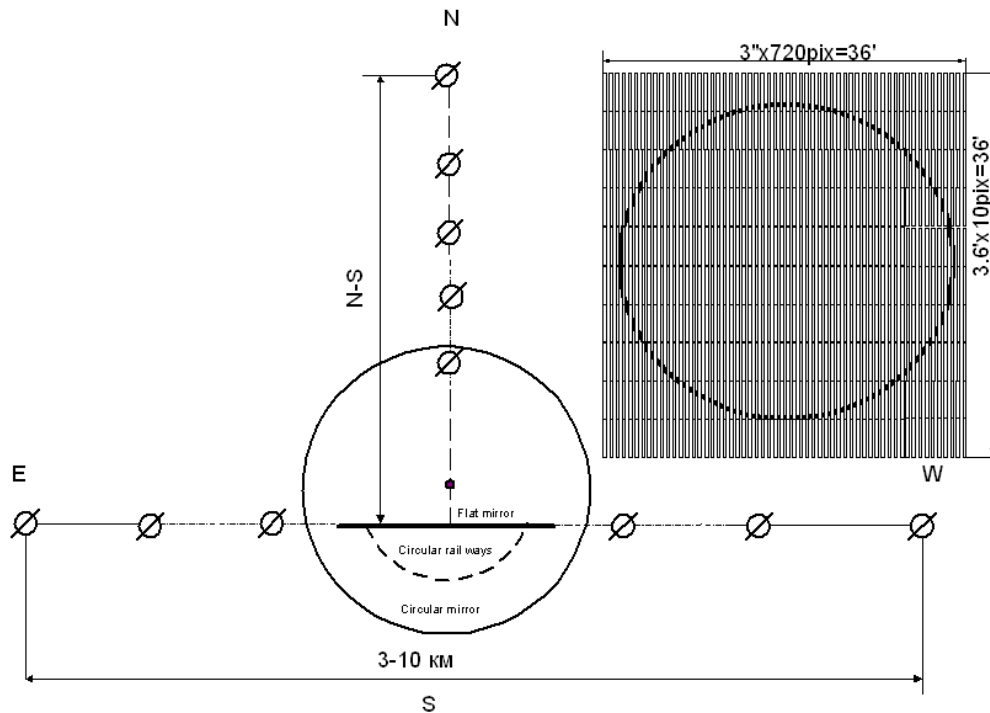


Рис. 5. Схема превращения радиотелескопа РАТАН-600 в компаунд-интерферометр. Справа
вверху представлена схема покрытия диска Солнца с 7200 диаграммных пикселей.

в мире типа: радиогелиограф в Нобеяма (Япония), радиогелиограф в Нансей (Франция), OVRO (США) и др. и может быть применима в данном проекте. Т.о. проект объединяет достоинства АПП (дешевизна поверхности) и интерферометрии (высокое пространственное разрешение) и позволяет получить многопиксельные диаграммы, которые могут сопровождать объект исследования в широком поле зрения.

Подобный проект отличается небольшой стоимостью и, в случае его успеха, мог бы служить прототипом для создания крупного проекта, конкурирующего с системами типа SKA (его стоимость оценивалась около 50 млн. \$, что в десятки раз ниже аналогичных проектов SKA)

Необходимость создания подобного инструмента отмечается в ряде международных симпозиумах посвященных разработке нового всеволнового радиогелиографа FASR. Недавно Китай также объявил о подобном проекте. Наш проект отличается от предложенных в США и Китае большей чувствительностью, что важно при изучении процессов зарождения активности на Солнце.

2.3. Методы измерения характеристик солнечного радиоизлучения.

Сейчас стало очевидным, что дальнейшее развитие солнечной физики должно базироваться на комплексные наблюдательные программы, при которых избранные объекты структуры солнечной плазмы анализируются параллельно во всех возможных диапазонах волн с использованием наиболее развитых средств и методов наблюдений. При этом радиоастрономической методике оказываются доступными задачи, практически нерешаемые другими средствами наземной и космической астрономии. К таким задачам, прежде всего, относятся: измерения магнитных полей в короне Солнца и верхней хромосфере, диагностика плазменной турбулентности, потоки электронов через корону. В ряде случаев радиоастрономия оказывается наиболее эффективным методом измерения локальной электронной плотности, температуры, меры эмиссии, диагностики ускорения электронов, хотя эти параметры могут измеряться и по наблюдениям в других диапазонах, - прежде всего в рентгене (со спутников). Следует отметить, что радиоастрономический метод исследования является все еще молодым направлением в изучении плазменных структур солнечной атмосферы. Радиоспектр перекрывает широкий многооктавный диапазон длин волн, вследствие чего ему присуще значительное разнообразие и объектов наблюдения и методов анализа. Ввиду значительной длины волны в радиодиапазоне мы имеем дело с излучением верхних слоев солнечной атмосферы: от верхних слоев хромосферы (в коротком миллиметровом диапазоне) до областей, ответственных за генерацию солнечного ветра (метровый диапазон). Этот диапазон атмосферы характеризуется значительными перепадами физических параметров плазмы:

- Диапазон изменения яркостных температур простирается от уровней 10^4 К до 10^{12-15} К.
- Диапазон изменения величин магнитного поля от единиц Гаусса (общее магнитное поле Солнца) до нескольких тысяч Гаусс (зарегистрировано 4000 Гс).
- Диапазон изменения плотностей плазмы в атмосфере Солнца от 10^6 частиц/см³ до 10^{12} частиц/см³.

Изучение плазмы в таком многомерном проявлении ее параметров невозможно проводить с помощью одного инструмента и важные результаты достигаются обычно в

комплексных наблюдениях с привлечением ряда радиоастрономических инструментов, оптических приборов и космических наблюдений со спутников. На первый взгляд в мире существует многообразие радиоастрономических инструментов, однако при детальном анализе, очевидно, что возможности радиоастрономии реализованы далеко не полностью. Основным источником информации, по-видимому, станут двумерные изображения космических объектов в максимально широком спектральном диапазоне (image spectroscopy), однако реализация такого подхода на радиоволнах с угловым разрешением ($1'' - 10''$) (уже достигнутым в оптическом и рентгеновском диапазонах) еще далека от решения. Для такого протяженного и переменного объекта как Солнце задача усложняется необходимостью одновременного получения широкого поля зрения (порядка $3000''$) с высоким временным разрешением (единицы миллисекунд). В соответствие с изложенной выше концепцией, наблюдения, как правило, должны проводиться во всех диапазонах радиоизлучения Солнца.

2.3.1. Методы измерения корональных магнитных полей

Благодаря широкому многооктавному перекрытию частотного диапазона, исследование Солнца на РАТАН-600 охватывает широкий диапазон его атмосферы : от радиоизлучения хромосферной сетки (радиогрануляции), различных структур в активных областях до внешних структур солнечной атмосферы (солнечного ветра). Изучение поляризации радиоизлучения стали основой для разработки методов измерения магнитных полей в различных корональных структурах радиоастрономическим методом. Разработаны следующие методы:

- Метод измерения сильных магнитных полей в короне над пятнами (до 2000 Гс), основанный на гирорезонансном механизме излучения на первых трех гармониках гирочастоты [26, 27].
- Метод измерения слабых магнитных полей в слабоконтрастных структурах (типа флоккул [28], корональных петель [29], волокон и протуберанцев [30].
- Метод измерения магнитного поля на высотах 100-200 тысяч км по эффекту инверсии знака круговой поляризации (часто неоднократно) [31, 32, 33, 34].

- Метод измерения магнитного поля крупномасштабной секторной структуры Солнца по эффекту Фарадея [35].
- Методы измерения магнитного поля на плазменных частотах для активной плазмы, генерирующей всплески и микровсплески [36, 37].

2.3.2. Методы радиотомографии

Спектрально-поляризационные наблюдения Солнца могут быть использованы для развития методов проекционной и эмиссионной томографии при реконструкции трехмерной структуры солнечных образований [38, 39].

- Эмиссионная томография. Наблюдения одного и того же объекта на нескольких длинах волн позволяют разделить вклад разных слоев в излучение и отдельно определить температуру и плотность каждого слоя.
- Проекционная томография. Наблюдения одного и того же объекта под разными углами позволяют получить информацию о его трехмерной структуре.
- Солнечная стереоскопия. Коррелируя два изображения одного объекта под разными углами, можно найти его высоту по относительному смещению его проекции с использованием собственного вращения Солнца.

Это позволяет по их проекциям в условиях солнечной короны изучать пространственное распределение меры эмиссии и характер неоднородностей основных структурных элементов по собственному радиоизлучению в см и дм диапазонах волн. Результатом объемного моделирования для областей спокойного Солнца, корональных дыр и магнитосфер активных областей над пятнами станет уточнение физических механизмов, ответственных за нагрев короны и циклические явления солнечной активности.

В последние годы интенсивно развиваются методы сейсмологии с использованием колебательных характеристик солнечной поверхности. Применение этих методов в радиодиапазоне позволит понять процессы распространения радиоволн и механизмы их генерации в нижних слоях солнечной атмосферы.

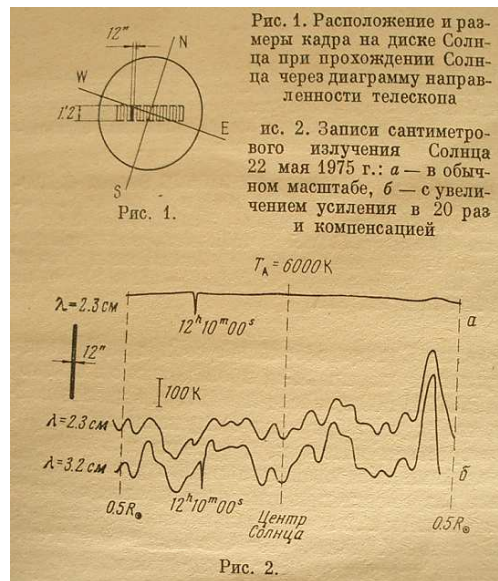


Рис. 6. Вырезка из экспресс статьи в ПАЖ т.1 №10, 1975, посвященной обнаружению тонкой хромосферной структуры на радиоволнах.

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА РАТАН-600

Перечисленные выше особенности применения РАТАН-600 к исследованиям физики солнечной атмосферы показали высокую его эффективность при обнаружении новых плазменных структур и их исследовании. Ниже мы кратко остановимся на некоторых из них, в связи с тем, что их наблюдение с помощью других инструментов часто невозможно.

3.1. Обнаружение радиогрануляции в сантиметровом диапазоне

Уже первый период наблюдений 1974-1975гг. на РАТАН-600 ознаменовался обнаружением весьма слабоконтрастных структур в радиоизлучении спокойного Солнца [40]. В этих наблюдениях была реализована высокая чувствительность радиотелескопа по потоку радиоизлучения. Были созданы методы, устраняющие мощный фоновый сигнал спокойного Солнца (см. рис.6).

3.2. Модель магнитосферы, пекулярные радиоисточники и дециметровое гало

Дальнейшие многочисленные наблюдения в микроволновом диапазоне привели к выделению отдельных радиоисточников в конгломерате активной области. Были обнаружены так называемые пекулярные радиоисточники, возникающие над линией раздела полярности фотосферного магнитного поля во вспышечно-активной области [41], широкий радиоисточник, покрывающий всю активную область и излучающий в дециметровом диапазоне (так называемое дециметровое гало) [42]. В сочетании с пятенными радиоисточниками, флоккулами учет этих структур привело к созданию концепции магнитосферы активной области [41], по аналогии с магнитосферой Земли.

3.3. Корональные дыры, волокна и протуберанцы, полярный радиоисточник

Эти структуры также относятся к малоконтрастным объектам, которые удобно наблюдать в годы минимума активности. Измерены температуры, плотности и магнитные поля этих образований в широком диапазоне микроволн [43].

По наблюдениям полного солнечного затмения удалось установить частотную область смены яркости на потемнение в полярной корональной дыры [44]. Обнаружены радиоисточники внутри корональной дыры и измерено их магнитное поле [45].

Измерены магнитные поля в протуберанцах по радиоизлучению в сантиметровом диапазоне [44],

3.4. Шумовые бури и микровсплески

Сочетание высокой чувствительности по потоку радиоизлучения со спектральными наблюдениями в дециметровом диапазоне волн привели к обнаружению весьма слабого импульсного радиоизлучения присутствующего в магнитосфере активной области, находящейся в нестабильной стадии, либо в предвспышечной стадии [46]. На рис.7 а, б приведен пример наблюдения активной области на волне 31.41 см, излучение которой состоит из континуального радиоисточника и всплесковых источников. Такие микровсплески МВ сопровождают нестабильную активную область длительное время указывая на ее способность к генерации вспышек в течение нескольких дней.

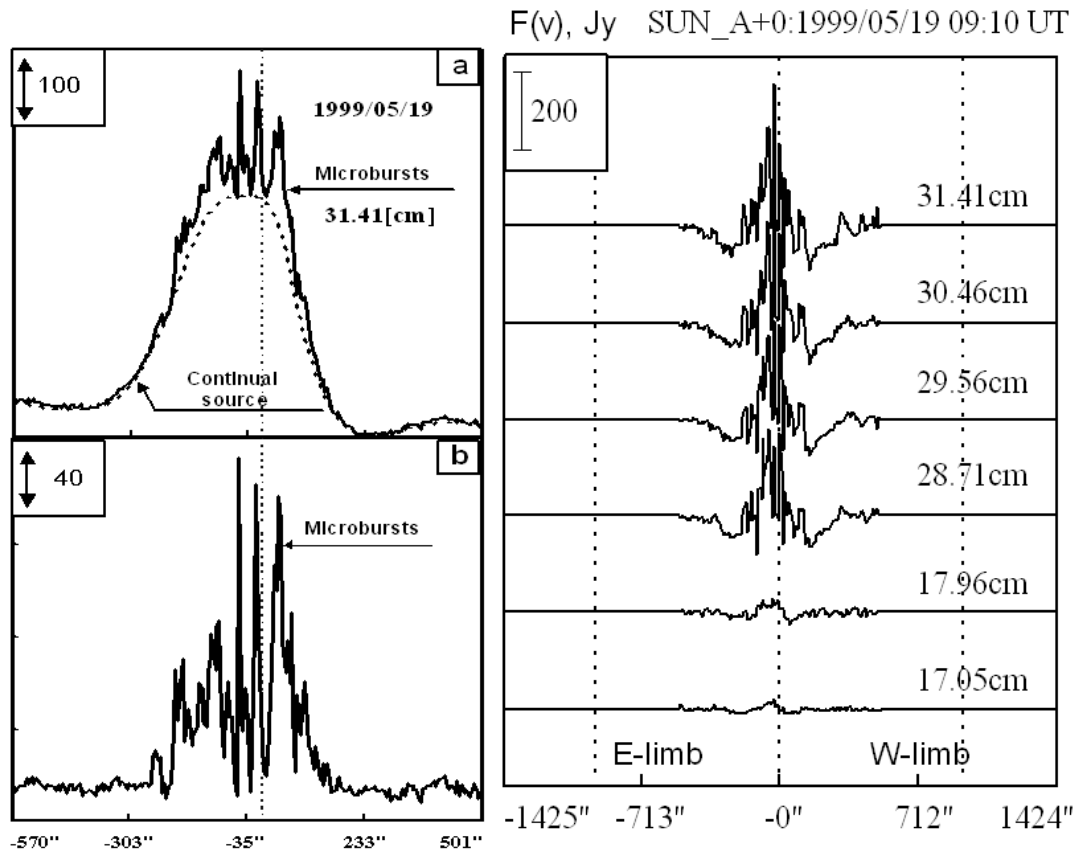


Рис. 7. Пример наблюдений активной области NOAA 8210 на волне 30.46 см в течение интервала с 29 апреля 1998г по 5 мая 1998г. Масштаб вертикальной оси приведен в единицах [янский/Зугл.сек]. Активная область находилась 2 мая в центре диска. Каналы поляризации обработаны методом пространственной фильтрации. Видно, что микровсплески сопровождают активную область в течение всего времени наблюдений.

Широкополосность этих событий показана на рис.7 справа. На более коротких волнах интенсивность микровсплесков спадает. Сопоставление с шумовыми бурями метрового диапазона (по данным радиогелиографа Nancaу) указывает на регистрацию их высокочастотного края, который простирается до 1500 МГц [47, 48].

3.5. Активные области (потемнение, предвспышечные явления)

В ходе максимума последнего цикла активности (1999-2004 гг.) многочисленные спектрально-поляризационные наблюдения привели к обнаружению нескольких свойств в излучении вспышечно-продуктивных активных областей ВПАО [49]. Был об-

наружен эффект потемнения в активной области перед мощной вспышкой, который является широкополосным явлением, природа которого связывается с возникновением перед вспышкой плотного волокна [50]. В спектральных наблюдениях на РАТАН-600 в нестабильных АО часто регистрируются узкие выбросы в виде так называемых “циклотронных линий”[51].

На рис.8 приведены несколько эффектов часто сопровождающие радиоизлучение ВПАО. Это и явление инверсии поляризации (эффект А1) и явление уярчения (эффект А2) в коротковолновой части сантиметрового диапазона, и явление связанное с понижением поляризованного излучения в некоторой частотной области возникающее в диапазоне 2-5 см перед мощными вспышками [49].

Приведенные примеры указывают на различие между поведением магнитного поля на фотосфере и поляризационной структурой радиоизлучения короны. При этом изменение тонкой пространственной структуры поляризованного излучения по спектру радио частот указывают на идущие процессы длительного энерговыделения на слабом уровне способствующие накоплению энергии в активной области, которая удерживается ее магнитным полем до наступления порога неустойчивости, т.е. вспышки. Смена знака поляризации может иметь много объяснений, указывающие и на вихревую структуру магнитного поля и на наличие токовых слоев и др, что является предметом дальнейших исследований.

Кроме того, часто регистрируются крупномасштабные спектральные изменения поляризованного потока в коротковолновой части сантиметрового диапазона, которые также указывают на поступление магнитной энергии в магнитосферу активной области за несколько дней перед мощными вспышками.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Использование рефлекторного радиотелескопа РАТАН-600 в течение 30 лет регулярных наблюдений показало его эффективность при исследовании радиоизлучения Солнца. Она была достигнута благодаря реализации сочетания умеренного пространственного разрешения с широким перекрытием по частоте и детальному частотному анализу, высокой точности поляризационных измерений, высокому динамическому диапазону и др.

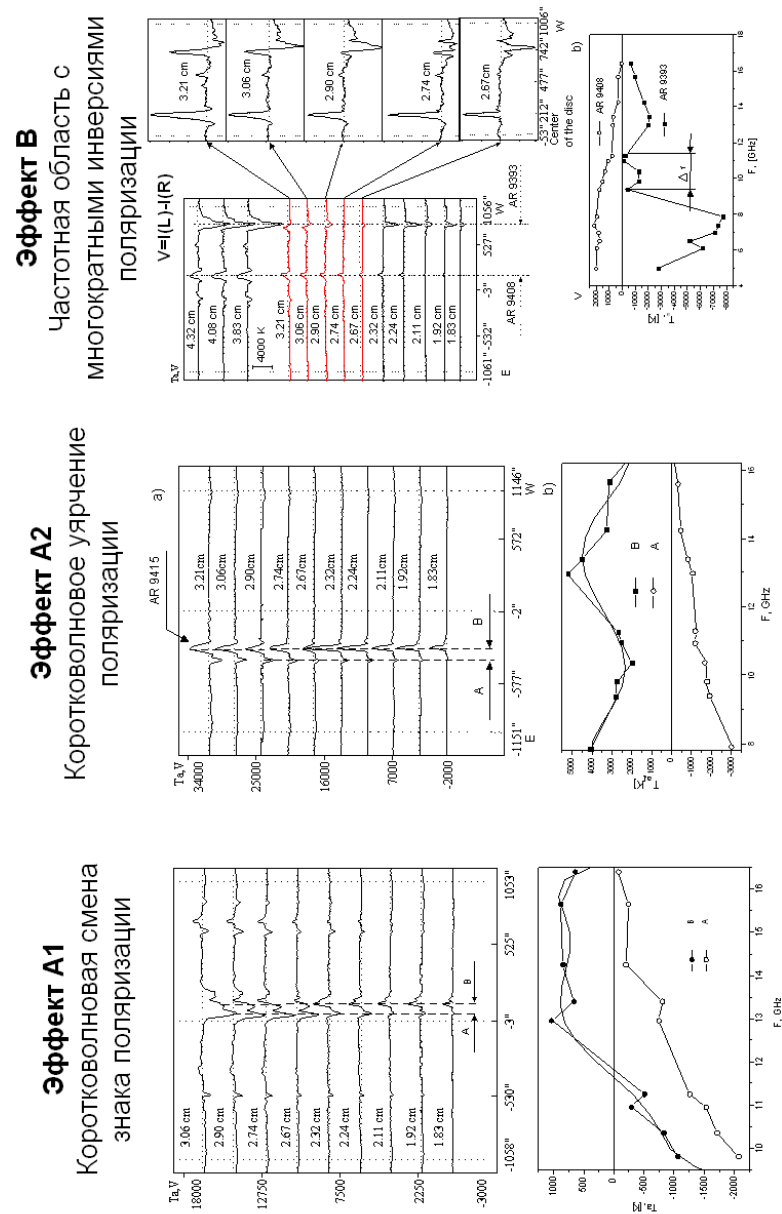


Рис. 8. Различные спектры $V = I(L) - I(R)$ радиоисточников для ВПАО представлены толстой сплошной линией на трех рисунках. В каждом рисунке приведено сопоставление со спектром опорного источника с тепловым тормозным механизмом излучения, присутствовавшего либо в восточной части АО (левый и средний рисунки), либо с соседней АО (правый рисунок). Опорные радиоисточники показаны тонкой линией. Случай а) – спектр с уярчением потока V в сторону коротких волн (см. рис. 2 в [49]), случай слева – спектр с инверсией V в области коротких волн (см. рис. 4 [там же]), случай справа – спектр с образованием частотной области с провалом (см. рис. 5 и текст [там же]).

В результате значительных технических и методических усовершенствований достигнуты высокие параметры системы радиотелескоп – приемная система, которые позволили получить большое количество новой информации о природе солнечного излучения на уровне нижней короны. Обнаружен ряд новых свойств активной солнечной плазмы, которые трудно или невозможно обнаружить на других радиотелескопах.

Будущие направления исследований, по-видимому, будут связаны со следующими актуальными задачами:

- Детальное исследование высотной структуры солнечной атмосферы для решения проблемы нагрева короны (изучение процессов передачи, накопления и высвобождения энергии).
- Природа накопления энергии в активных областях, колебательные процессы в магнитосферах активных объектов на Солнце (радиогелиосейсмология солнечной атмосферы в широком интервале высот).
- Количественное изучение процессов переноса внутренней энергии звезды в нагрев короны. Развитие методов эмиссионной радиотомографии основанные на подробном спектральном анализе.
- Развитие методов трехмерной магнитографии короны. Процессы высвобождения энергии в широком диапазоне уровней от 10^{17} эрг до 10^{36} эрг.
- Природа вспышек и корональные выбросы масс. Методы предсказания вспышечной активности на Солнце.

Имеющийся опыт работы на крупном радиотелескопе показывает, что солнечная радиоастрономия и, в частности, радиотелескоп РАТАН-600 продолжают иметь значительные перспективы для изучения физики Солнца. При оптимальной государственной поддержке не только отечественная, но и мировая астрофизика получит уникальный инструмент, способный существенно продвинуть проблему структуризации солнечной плазмы как часть общей физической проблематики. С другой стороны, такой успех окажется возможным лишь при проведении солнечных наблюдений в рамках крупных международных программ. Мы обращаем внимание на то, что такой подход требует направленного вложения средств на установление каналов связи с другими обсервато-

риями и на средства быстрой обработки наблюдательных данных, равно как их астрофизической интерпретации и подготовке к публикации и передаче широкому кругу пользователей. В совокупности эти мероприятия при достаточном вложении материальных и человеческих ресурсов способны обеспечить эффективную исследовательскую работу инструментального комплекса в области физики Солнца на ряд десятилетий.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает признательность коллективам солнечных подразделений САО, СПбФ САО и ГАО РАН участвовавших в исследованиях Солнца на РАТАН-600, коллективам всех подразделений РАТАН-600, руководимые М.Г. Мингалиевым, П.В. Призовым, Г.Н. Жеканисом, чья слаженная и ответственная деятельность, в основном, определила выполнение многих комплексных работ, особенно в тяжелые перестроечные годы. Автор от имени коллективов солнечных подразделений выражает признательность академику Ю.Н.Парийскому за содействие в проведении исследований и постоянный интерес, стимулирующий работу коллективов. Значительная помощь была оказана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 05-02-16228а, 06-02-17034а, 07-02-10017) и программами ПАН-30 и ОФН-16.

-
1. Парийский Ю.Н. и др.: 1976, АЖ, том 53, вып.5, 1017.
 2. Korolkov D.V., Parijskij Yu.N.: Sky and Telescope, 1979, v.57, 4.
 3. Parijskij Yu. N.: IEEE Ant.and Propag.Mag., 1993, v.35, 4, 7-12.
 4. Богод В.М., Жеканис Г.Н., Мингалиев М.Г., Тохчукова С.Х., Известия ВУЗов Радиофизика, XLVII, N 3, 1-12, 2004.
 5. Богод В.М., Болдырев С.И., Ипатова И.А., Корольков Д.В., Романцов В.В., 1976, Солнечные данные, N 11, 93-100
 6. Гельфрейх Г.Б., Ахмедов Ш.Б., Боровик В.Н., Гольнев В.Я., Коржавин А.Н., Нагнибеда В.Г., Петерова Н.Г., 1970, Известия ГАО, N 185, 167
 7. Богод В.М., Гельфрейх Г.Б., Петров З.Е., 1985, Известия САО, 20, 102
 8. Богод В.М., Дикий В.Н., Корольков Д.В., Сорель В.Е., 1983, Астрофизические Исследования, "Известия САО т.17, 124 – 130

9. Bogod V.M., Gelfreikh G.B., Ryabov B.I., Hafizov S.R., ASP Conference Series, Vol.46, 1993, 302-305
10. Bogod V.M., Vatrushin S.M., Abramov-Maximov V.E., Tsvetkov S.V., Dikij V.N., 1993, ASP Conference Series, vol.46, pp.306-309. H.Zirin, G.Ai and H.Wang (eds)
11. Богод В.М., Алесин А.М., Балдин С.В., Гараимов В.И., Перваков А.А., 2005, Труды ГАО РАН, 628-632
12. Bastian, T.S., The Frequency Agile Solar Radiotelescope, 2003, Advances in Space Research, Volume 32, Issue 12, 2705-2714
13. Majorova E.K., Khaikin V.B., 2000, Bull.Spec.Astrophys.Obs., 50, 91-103
14. Минченко Б.С. Известия САО, т. 10, 1978, 99-107
15. Голубчина О.А., Голубчин Г.С., Известия САО, 1981, 4, 125
16. Nindos A., Allisandrakis C.E., Gelfreikh G.B., Borovik V.N., Korzhavin A.N., Bogod V.M.: Solar Physics, vol.165, 41-59, 1996
17. Тохчукова С.Х., Кандидатская диссертация, 2003
18. Богод В.М., Гельфрейх Г.Б. Гребинский А. Опейкина Л.В. Изв.ВУЗов, "Радиофизика том XXXIX, N5, 527-537, 1995.
19. Богод В.М., Гельфрейх Г.Б., Гребинский А.С., Опейкина Л.В., Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1996, т.39, No 5, 527-537.
20. Гельфрейх Г.Б., Опейкина Л.В.: Препринт САО РАН, 1992, 96, 31.
21. Богод В.М., Гребинский А.С. Радиофизика, 1996, т.39, No 10.
22. Парийский Ю.Н., Шиврис О.Н., 1972, Известия ГАО, N 188, 13-39.
23. Коржавин А.Н. Известия САО, т. 11, 1979, стр. 145-169.
24. Богод В.М., Г.Б. Гельфрейх, Нижний Новгород 2003, в сб. "Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности", стр.251-254
25. Богод В.М. О проекте крупного многоцелевого радиотелескопа России, Москва ВАК-2004
26. Akhmedov Sh.B., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Korzhavin A.N., Solar Physics, v. 79, 41-58, 1982.
27. Ахмедов Ш.Б., Богод В.М., Боровик В.Н., Вильсон Р.Ф., Гельфрейх Г.Б., Дикий В.Н., Коржавин А.Н., Ланг К.Р., Петров З.Е., Астрофиз. исслед. (Изв. САО), т.25, 1987, с.105-134.
28. Bogod V.M., Gelfreikh G.B., 1980, Solar Physics, 67, 29-46.

29. Korzhavin A.N., Bogod V.M., Borovik V.N., Gelfreikh G.B., Makarov V.I.: Space Science Reviews, 1994, 70, 193-198.
30. Богод В.М., Гельфрейх Г.Б., Письма в АЖ, 1978, т.4, N 10, с.483-486.
31. Gelfreikh G.B., Peterova N.G., Ryabov B.I.: Solar Physics, 1987, 108, 89-97.
32. Bogod, V.B., Gelfreikh, G.B., Ryabov, B.I., Hafizov, S.R., Abramov-Maximov, V.E., and Tsvetkov, S.V.: 1993, Ap. J., 419, 398.
33. Sych R.A., Uralov A.M., Korzhavin A.N.: Solar Physics, 1993, v.144, p.59-68.
34. Bezrukov D.A., Ryabov B.I., Bogod V.M., Gelfreikh G.B., Maximov V.P., Grago F., Lubyshev B.I., Peterova N.G., Borisevich T.P., Baltic Astronomy, 2005, v.14, N 1, pp.83-103
35. Соболева Н.С., Тимофеева Г.М., Письма в АЖ, 1983, т. 9, 409
36. Bogod, V.M. and Yasnov, L.V.: 2001, Astronomy Reports 45, 643
37. Богод, В.М., Яснoв Л.В.: 2005, Астрoн. Журнал 82, 2, 1
38. В.М. Богод, А.С.Гребинский, Л.В.Опейкина, 1996, Изв.ВУЗов, "Радиофизика том. XXXIX, 11-12, 1450-1455.
39. V.M. Bogod, A.S. Grebinsky:"1997, Solar Physics, vol.176, No1, pp. 67-86.
40. Богод В.М., Корольков Д.В.: 1975, Письма в АЖ, том 1, N10, 25.
41. Akhmedov Sh.B., Borovik V.N., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Korzhavin A.N., Petrov Z.E., Dikij V.N., Lang K.R., Willson R.F., Astroph. Journal, 1986, 301, 460-464.
42. Bogod V.M., Gel'freikh G.B., Achivements and Perspectives. Bull.Spec. Astrophys. Obs. 1998, N 45, 5-16.
43. Bogod V.M., Borovik V.N., Garaimov V.I., Gelfreikh G.B., Korzhavin A.N., Magnetic Fields in the Solar Corona as Found from Spectral Polarization and Spatial Resolution Radio Observations with RATAN-600 Radiotelescope, IAU Colloquium No 144, Solar Coronal Structures, eds. V.Rusin, P.Hainzel, & J.-C. Vial, 1994, Bratislava, p.53-54
44. Богод В.М. и др. Астрофизический бюллетень, 2007 (принято в печать).
45. Borovik,V.N.; Medar',V.G.; Korzhavin,A.N. Astronomy Letters, Volume 25, Issue 4, April 1999, pp.250-257
46. Yasnov L.V., Bogod V.M., Q.Fu, Y.Yan, Solar Physics, 2003, 215, 343-356
47. Bogod V.M., Mercier C., Yasnov L.V. 2001, Journal Geophysical Research, Vol.106, NoA11, pages 25,353-25,360
48. Bogod V.M.and Yasnov L.V., 2001, Astronomy Reports vol.45, N8.

49. Bogod V.M., Tokhchukova S.Kh., Astronomy Letter, 2003, vol. 29, p.263-273
50. Tokhchukova S.Kh., Bogod V.M., Solar Physics, 2003, v.212, Issue 1, p.99-109.
51. Bogod V.M., Garaimov V.I., Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya, Astronomy reports, Vol. 44, 4, 2000, pp.271-277.

Многочастотные радионаблюдения в исследованиях солнечных эруптивных явлений

В.В. Гречнев¹

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

Приводится обзор трех недавних работ по изучению солнечных событий, связанных с выбросами вещества. Они выполнены группой ИСЗФ СО РАН в кооперации совместно с рядом отечественных и зарубежных исследователей на основе радионаблюдений на нескольких фиксированных частотах с использованием данных других спектральных диапазонов. Многочастотные радионаблюдения позволяют определить механизмы радиоизлучения и оценить магнитные поля, параметры тепловой плазмы и нетепловых электронов. В обзоре представлены три исследования eruptивных явлений по данным радиогелиографа и радиополяриметров Нобеяма (NoRH: 17 и 34 ГГц; NoRP: 7 частот диапазона 1–80 ГГц), ССРТ (5,7 ГГц), уссурийским записям радиопотока на 10,7 см. Показано, что потенциал радионаблюдений как для фундаментальных исследований солнечных eruptивных явлений, так и для практических целей их прогноза и диагностики, в том числе оценки их геоэффективности, не только не исчерпан, но и не реализован в полной мере. Показана важность для этих целей гелиографических наблюдений на нескольких частотах диапазона 1–10 ГГц, а также патрульных наблюдений в миллиметровом диапазоне без пространственного разрешения для диагностики мощных протонных событий. Формулируются задачи таких наблюдений и соответствующие требования. Обосновывается вывод о важности наблюдений в линии гелия He II 304 Å с временным разрешением порядка 1 минуты и измерения сильных магнитных полей в солнечных активных областях для раннего прогноза возможных мощных протонных вспышек.

1. ВВЕДЕНИЕ

Спутниковые и наземные наблюдения солнечных eruptивных явлений – выбросов волокон, протуберанцев, связанных с ними вспышек, корональных выбросов массы (КВМ)

в последнее десятилетие обогатили солнечную физику огромным наблюдательным материалом в широком диапазоне излучения, однако до сих пор остаются неясными процессы их извержения и ответственные за них механизмы, причины, условия подготовки и сценарии эрупции. Предполагается, что ядро коронального выброса массы, наблюдаемого на коронографах в белом свете, состоит из материала эруптивного протуберанца или его остатков. Однако наименее исследованы именно стадии эрупции в интервале высот от хромосферы до солнечного радиуса. Слабо исследованы их характеристики. По этим причинам модели этих явлений недостаточно развиты и не могут их адекватно описать и предсказать при их потенциальной геоэффективности. Эти проблемы имеют фундаментальное значение как для солнечной физики, так и для звездных объектов. Их решение необходимо и для обоснованного прогноза геоэффективности солнечных явлений, одного из важных компонентов проблемы “Космическая погода”.

Основной материал по эруптивным явлениям накоплен в последние годы по наблюдениям на космических телескопах, в частности, телескопа крайнего ультрафиолетового диапазона EIT (Extreme-ultraviolet Imaging Telescope) и коронографов LASCO (Large Angle and Spectrometric Coronagraph) на борту солнечной и гелиосферной обсерватории SOHO. Множество KBM зарегистрировано и на радиотелескопе метрового диапазона NRH (Nancay Radioheliograph). В данном обзоре мы хотим обратить внимание на не в полной мере еще реализованные возможности наблюдений в микроволновом диапазоне для исследований эруптивных явлений и происходящих процессов. В частности, эти наблюдения могут помочь продвижению в следующих направлениях.

Выделяющаяся при эрупции энергия может вызывать нагрев эруптивных протуберанцев (волокон) или их частей. Ханаока и др. [12, 13] объясняли нагревом волокон наблюдаемые на 17 ГГц явления при их эрупции. В пользу возможного нагрева также свидетельствуют наблюдаемые иногда в эмиссионных линиях крайнего ультрафиолетового диапазона поярчания эруптивных волокон и протуберанцев (SOHO/EIT и TRACE – Transition Region and Coronal Explorer). Однако первые исследования этого вопроса по данным ССРТ (5,7 ГГц) показали, что при эрупции основная масса волокна может не испытывать нагрева. Детальные исследования возможного нагрева волокон и его пространственная локализация (как и возможный вывод о его отсутствии) важны для построения моделей эруптивного процесса, в частности, поскольку выявление областей нагрева дало бы информацию о локализации процессов эруптивного энерговыделения.

На основании многолетних наблюдений установлено, что в процессе эрупции выделяются три кинематически различающиеся стадии с разными ускорениями: 1) предэруптивная активизация с очень малым ускорением, 2) разгон с большим ускорением, 3) последующее расширение с небольшим ускорением (см. также [25, 26]). Начальные стадии эрупции хорошо наблюдаются в линии $H\alpha$; по последней стадии за последнее десятилетие накоплен огромный экспериментальный материал благодаря наблюдениям на коронографах SOHO/LASCO. Однако есть значительный разрыв между наблюдениями начальной и конечной стадий вплоть до того, что исследователям не всегда удается правильно отождествить наблюдаемые в разных диапазонах компоненты выброса. Микроволновые наблюдения имеют в этом отношении уникальное преимущество, позволяя проследить все стадии эрупции. Наличие трех кинематически разных стадий эрупции означает, что, в общем случае, ускорение выброса вначале возрастает до максимального значения, а затем убывает. По-видимому, разные величины ускорения на разных стадиях связаны с различием сил, воздействующих на извергаемые волокна; возможно, масса выброса также не является постоянной. Следовательно, детальные измерения ускорения на разных стадиях дают существенную информацию для различения действующих сил и, в более общем плане, для понимания динамики эруптивных процессов, что также важно для построения моделей эрупции.

Эти исследования могут пролить свет и на проблему ускорения протонов высоких энергий. До настоящего времени противостоят две точки зрения на их появление в связи с солнечными эрупциями [5, 14, 17, 22]: одни считают, что такие протоны ускоряются во вспышке на Солнце, а на ударном фронте выбросов они ускоряются лишь до умеренных энергий; другие настаивают на том, что ударные фронты ответственны за все ускоренные протоны. При известной взаимосвязи вспышек и выбросов, решение этой проблемы открыло бы возможности повышения достоверности и своевременности прогноза протонных событий.

В обзоре рассмотрены три исследования, показывающие возможности продвижения в перечисленных направлениях: одновременные наблюдения эруптивных протуберанцев и волокон на двух радиогелиографах – Нобеяма и ССРТ; крупномасштабное потемнение, наблюдавшееся в крайнем ультрафиолетовом и радиоизлучении; мощное протонное событие 20 января 2005 г.

2. ОДНОВРЕМЕННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ЭРУПТИВНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ И ВОЛОКОН НА ДВУХ РАДИОГЕЛИОГРАФАХ – НОБЕЯМА И ССРТ

Детальные исследования эрупций протуберанцев и волокон и их связи с КВМ сопряжены с трудностями, поскольку разные стадии эрупции наблюдаются существенно различными инструментальными методами, а поля их зрения обычно не перекрываются. В линии $H\alpha$ протуберанцы и волокна наблюдаются лишь при их достаточной оптической толщине, поэтому возможности их исследования ограничены относительно небольшими высотами. С другой стороны, наблюдения в белом свете на коронографах LASCO на борту SOHO ограничены снизу высотой в солнечный радиус. Радионаблюдения на метровых волнах, обеспечивая обзор верхней короны, неэффективны при наблюдениях излучения КВМ на ранних стадиях их развития.

В противоположность этим видам наблюдений, исследования эруптивных протуберанцев и волокон на микроволновых радиогелиографах имеют ряд важных преимуществ в сравнении с другими используемыми методами. На микроволнах они наблюдаются вплоть до хромосферы. Есть возможность проследить всю их историю, начиная с возникновения, дестабилизацию, отрыв от солнечной поверхности, эрупцию и дальнейшее движение вплоть до перекрытия с полем зрения коронографа LASCO/C2. Это обеспечивает возможность идентификации компонент КВМ с образованиями, наблюдаемыми в радиодиапазоне, и измерений их общей кинематики. Также имеется принципиальная возможность диагностики параметров плазмы, составляющей тело волокна (протуберанца), если он наблюдается одновременно на нескольких частотах.

Главный, если не единственный, механизм излучения волокон и протуберанцев – тепловое тормозное излучение. Оптическая толщина τ для такого излучения на частоте ν определяется известным соотношением

$$\tau = 0.2n_e^2 L T^{-3/2} \nu^{-2}, \quad (1)$$

где n_e – электронная концентрация, L – глубина излучающего слоя, T – его кинетическая температура. В оптически толстой области наблюдаемая яркостная температура почти равна кинетической, что позволяет ее измерить. Если наблюдаемый объект оптически толстый на нижней частоте и оптически тонкий на верхней, имеется возможность и оценки концентрации его вещества. Этим определяются возможности диагностики

плазмы, составляющей основную массу волокна (протуберанца), при его наблюдении двумя радиогелиографами на разнесенных частотах. Протуберанцы и волокна наблюдаются в микроволновом диапазоне благодаря их низкой кинетической температуре и высокой плотности; в то же время корона в этом диапазоне оптически тонка. Поэтому волокна, поглощая более яркое излучение спокойного Солнца, наблюдаются как темные образования на фоне солнечного диска, а протуберанцы на фоне неба ярки благодаря достаточному собственному излучению.

Протуберанцы и волокна, как спокойные, так и эруптивные, уверенно наблюдаются на японском Радиогелиографе Нобеяма (Nobeyama Radioheliograph – NoRH, 17 и 34 ГГц; ??) и на отечественном Сибирском солнечном радиотелескопе (ССРТ, 5,7 ГГц; [6, 23]). Эти два радиотелескопа – одни из крупнейших в мире и предназначены исключительно для солнечных наблюдений. Оба работают в течение солнечного цикла со значительным перекрытием времени наблюдений (местный полдень $\sim 02:45$ UT для NoRH и $\sim 05:15$ UT для ССРТ). Исследованиям волокон и протуберанцев на каждом из этих радиогелиографов посвящен ряд работ [4, 12, 13, 25, 27, 28]. Оптическая толщина для теплового тормозного излучения на NoRH (17 ГГц) и ССРТ (5,7 ГГц) разнится на порядок, что при одновременном наблюдении волокна или протуберанца на этих двух радиогелиографах дает возможность диагностики плазмы в этих образованиях. К настоящему времени на NoRH автоматически выявлено около 400 эруптивных протуберанцев [21]. Не менее 20 эрупций зарегистрировано и на ССРТ [15], однако их обнаружение пока не автоматизировано. В данном обзоре мы кратко коснемся результатов недавнего исследования, выполненного автором совместно с А.М. Ураловым, В.Г. Зандановым, Н.Ю. Барановым и К. Шибасаки по одновременным наблюдениям эруптивных протуберанцев и волокон на NoRH и ССРТ [7].

2.1. *Анализируемые эруптивные события*

Детально проанализированы три одновременно наблюдавшиеся на NoRH и ССРТ эруптивные события: 27 ноября 1997 г., 4 сентября 2000 г. и 14 января 2001 г. Событие 27 ноября 1997 г. – первый случай наблюдения эруптивного протуберанца на ССРТ в двумерном режиме. Были прослежены его активизация и медленный подъем, а сам выброс произошел позже, вне времени наблюдений NoRH и ССРТ. Эруптивное событие

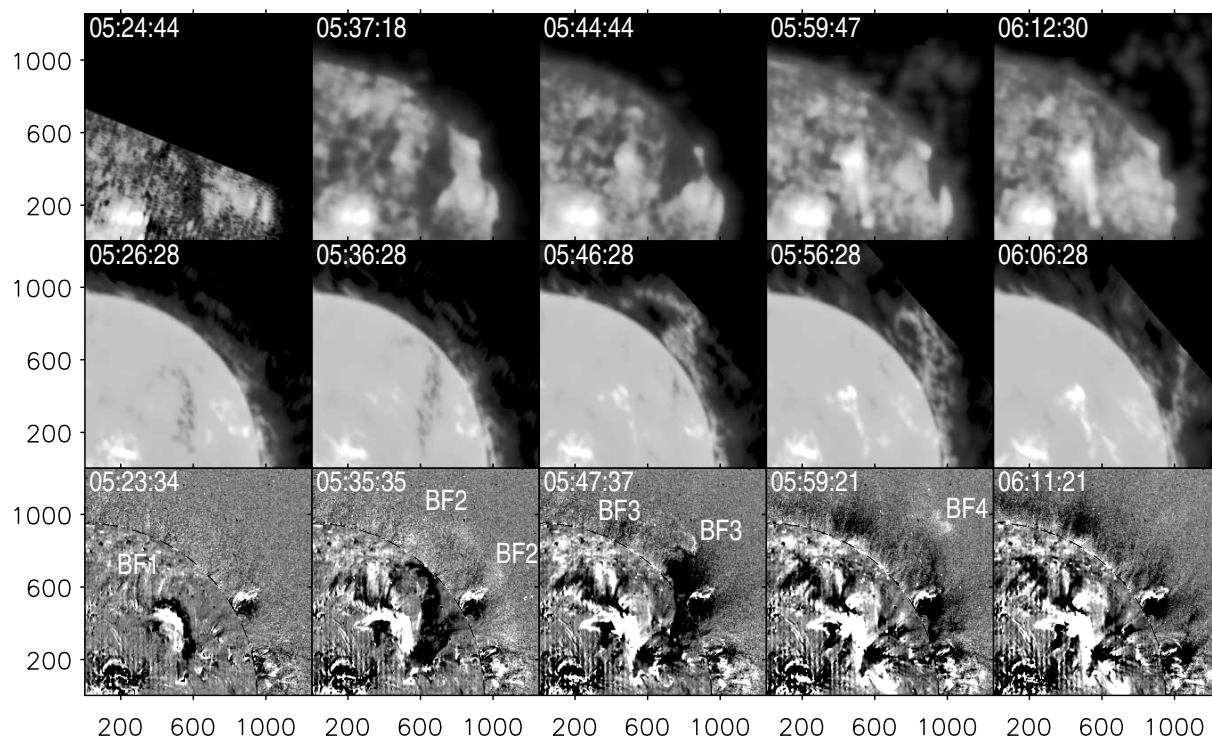


Рис. 1. Несколько эпизодов эрупции волокна 4 сентября 2000 г., наблюдавшейся в радиоизлучении на частотах 5,7 ГГц (верхний ряд) и 17 ГГц (средний ряд). В нижнем ряду приведены разностные изображения SOHO/EIT в канале 195 Å с компенсацией вращения Солнца и вычитанием фиксированного кадра в 04:59:35 UT. Яркие детали на изображениях SOHO/EIT обозначены “BF”. По осям отложены угловые секунды относительно центра солнечного диска.

4 сентября 2000 г. (Рис. 1) представляло собой выброс волокна на солнечном диске вне активной области, за которым последовала слабая вспышка, микроволновое излучение которой на частотах 5,7 ГГц и выше было чисто тепловым. Событие 14 января 2001 г. – эрупция протуберанца, располагавшегося над северо-западной приполярной областью (Рис. 2). В этом случае на SOHO/LASCO в северо-западном квадранте последовательно наблюдалось три КВМ, из которых первый не имел отношения к данному событию, второй был непосредственно связан с наблюдавшейся эрупцией протуберанца, а третий, возможно, был инициирован возмущением, возбужденным этой эрупцией.

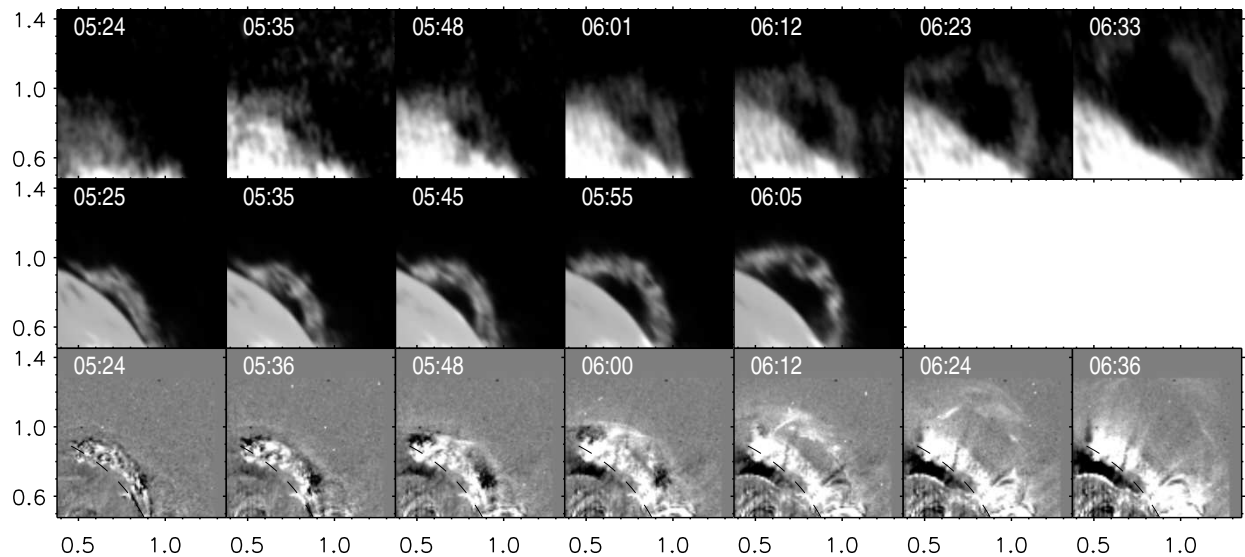


Рис. 2. Несколько эпизодов эрупции волокна 14 января 2001 г. в том же формате, что и Рис. 1. По осям отложены доли солнечного радиуса относительно центра солнечного диска.

2.2. Идентификация

В классической трехкомпонентной модели КВМ выделяют три структурных составляющих: наблюдаемая передняя часть КВМ – относительно яркая фронтальная структура, также нередко называемая “leading edge”, т.е. “передний край”; темная полость и самая яркая составляющая – ядро. В последние годы говорят и о пятикомпонентной структуре, включая также гипотетическую ударную волну, движущуюся быстрее всех прочих компонентов КВМ, и область “сгребания” вещества ударной волной. Фронт ударной волны действительно наблюдается в т. наз. “межпланетных КВМ” (ICME), регистрируемых вдали от Солнца, но ни на коронографах LASCO, ни, тем более, на телескопе EIT ударную волну зарегистрировать до настоящего времени не удавалось. Самой быстрой наблюдаемой на коронографах компонентой КВМ является фронтальная структура. Это образование, действительно, в ряде случаев имеет выраженную структуру, напр., в виде группы петель. Поэтому она не может быть ударной волной, которая должна быть бесструктурной (в этом смысле термин “leading edge” трудно признать удачным). Фронтальную структуру удалось зарегистрировать на телескопе EIT всего в нескольких случаях, в частности, это удалось сделать для события 4 сентября 2000 г. (фронтальная структура обозначена “BF1” и “BF2” на первых двух кадрах



Рис. 3. Изображения эрупции 4 сентября 2000 г., полученные на LASCO/C2 (а,б) и ССРТ (в, негатив). Разностные кадры LASCO/C2 показывают появление из-за затмевающего диска коронографа вначале фронтальной структуры (“Ф”), затем ядра (“Я”) КВМ. Для сравнения приведено изображение эруптивного протуберанца (“П”), полученное несколько раньше на ССРТ (в).

SOHO/EIT, см. Рис. 1). Наблюдать темные полости на чем-либо, кроме коронографов LASCO, обычно также не удастся. Возможно, они имеют ту же природу, что и полости, наблюдаемые в линии $H\alpha$ над протуберанцами. Наконец, самая яркая часть КВМ – ядро – как предполагается, является остатками расширяющегося и распадающегося эруптивного протуберанца (волокну).

В микроволновом излучении наблюдается единственный тип образований, которые могут быть прямо связаны со структурными компонентами КВМ. Это предположительно эруптивные протуберанцы и волокна, которые при выходе выброса в поле зрения LASCO наблюдаются, по-видимому, как ядро КВМ. Косвенно это подтверждается и наблюдениями 4 сентября 2000 г., когда двухпетельная структура эруптивного протуберанца “П”, видимая на радиоизображении (Рис. 3в), имела поразительное сходство со структурой ядра КВМ (“Я”, Рис. 3б). А наблюдение эрупции 14 января 2001 г., когда поле зрения ССРТ перекрывалось с полем зрения LASCO/C2, прямо подтверждает это предположение (Рис. 4).

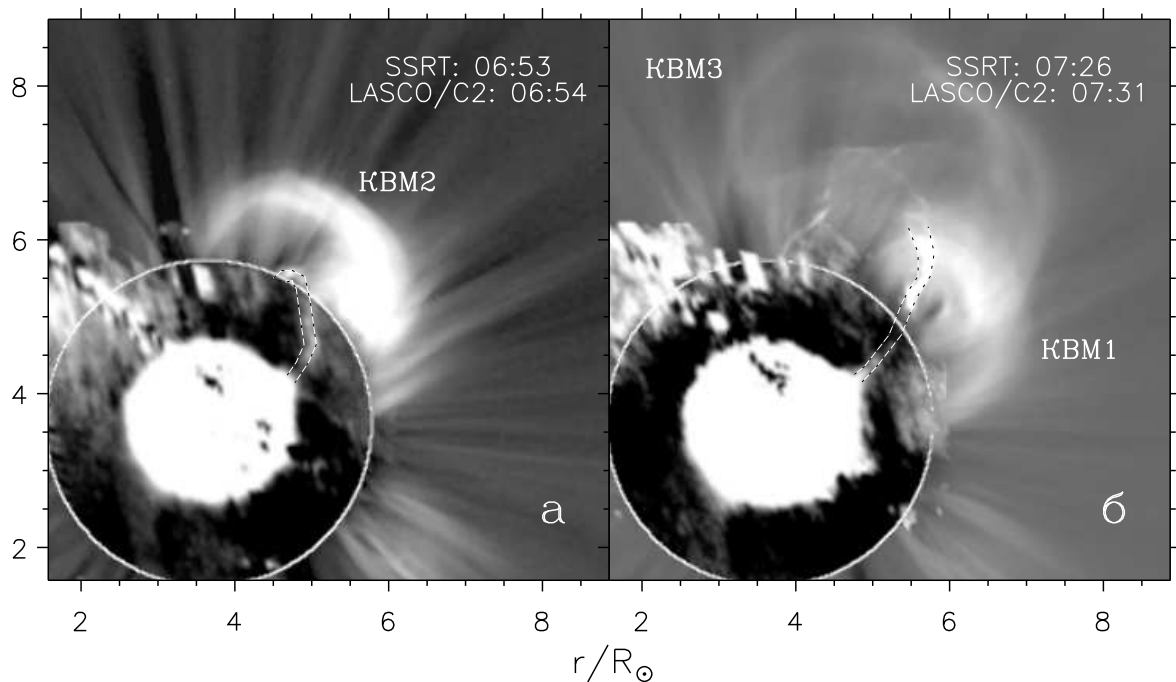


Рис. 4. Близкие во времени совмещенные изображения выброса 14 января 2001 г. для двух моментов наблюдений (а и б), полученные на ССРТ на частоте 5,7 ГГц и коронографе SOHO/LASCO/C2 в белом свете. Пунктирами отмечены детали выброса, переходящие из радиоизображений в изображения в белом свете и показывающие совпадение остатков эруптивного протуберанца с элементами структуры ядра КВМ. По осям отложены расстояния от центра солнечного диска в солнечных радиусах.

2.3. Кинематика

На основе многолетних наблюдений установлено, что в процессе эрупции выделяются три кинематически различающихся стадии. На первой происходит активизация волокна – его медленный подъем с близким к нулю ускорением. На второй стадии ускорение резко возрастает до максимальной величины. На третьей стадии происходит свободное расширение выброшенного вещества в межпланетное пространство с небольшим, нередко уменьшающимся ускорением.

Первые две стадии еще далеки от понимания и адекватного математического описания. Наибольший прогресс достигнут для третьей стадии. В условиях, когда давление внутри расширяющейся области значительно превосходит давление снаружи, для описания расширения КВМ можно применить решения, полученные в свое время для

ядерного взрыва. Это было сделано Лоу (напр., [18]), показавшим, что при показателе адиабаты $\gamma = 4/3$ расширение КВМ описывается автомодельным решением МГД-уравнений. При автомодельном расширении КВМ и все составляющие его структуры остаются подобными самим себе.

Весьма показательно в этом отношении событие 4 сентября 2000 г. Видимые на Рис. 3а,б фронтальная структура (“Ф”) и ядро (“Я”) выброса по форме и структуре практически идентичны, и в процессе расширения ядро, наблюдаемое на кадре (б), занимает положение, в котором до этого находилась фронтальная структура (а), разумеется, с точностью до недостаточной частоты кадров.

Более удобное автомодельное решение МГД-уравнений было получено Ураловым, Гречневым и Хадсоном [26]. Автомодельное расширение КВМ полностью описывается четырьмя параметрами: моментом начала расширения t_0 , начальным радиусом R_0 , v_∞ – асимптотической скоростью при $R \rightarrow \infty$ и расстоянием виртуального центра расширения относительно поверхности Солнца (начало отсчета). Простейшее выражение, описывающее автомодельное расширение КВМ, связывает скорость v расширяющейся структуры с ее радиусом R относительно виртуального центра расширения: $v = v_\infty \sqrt{1 - R_0/R}$. Для множества всевозможных значений указанных четырех параметров любое автомодельное расширение описывается инвариантными кинематическими зависимостями в безразмерных координатах времени $(t - t_0)/(R_0/v_\infty)$, расстояния R/R_0 , скорости v/v_∞ и ускорения $a/(v_\infty^2/2R_0)$. Автомодельное решение работает только на стадии свободного расширения КВМ и неприменимо к ранним стадиям, когда ускорение еще не достигло максимальной величины.

При видимой простоте выражения для скорости, в явном виде оно не интегрируется. Результаты численного решения для радиуса и ускорения автомодельно расширяющегося КВМ приведены на Рис. 5 [26].

На Рис. 6 и Рис. 7 приведены графики время-высота, измеренные по данным ССРТ и LASCO для этих двух событий. Для эрупции 4 сентября 2000 г. удалось соотнести экспериментальные данные с инвариантными графиками автомодельного расширения, что позволило, в частности, оценить начальный размер фронтальной структуры. Он оказался сопоставимым с общей длиной постэруптивной аркады. Сохранение со временем соотношения между высотами фронтальной структуры и ядра видно из графиков, соответствующих обоим событиям. Еще одна деталь, иллюстрируемая Рис. 5 и

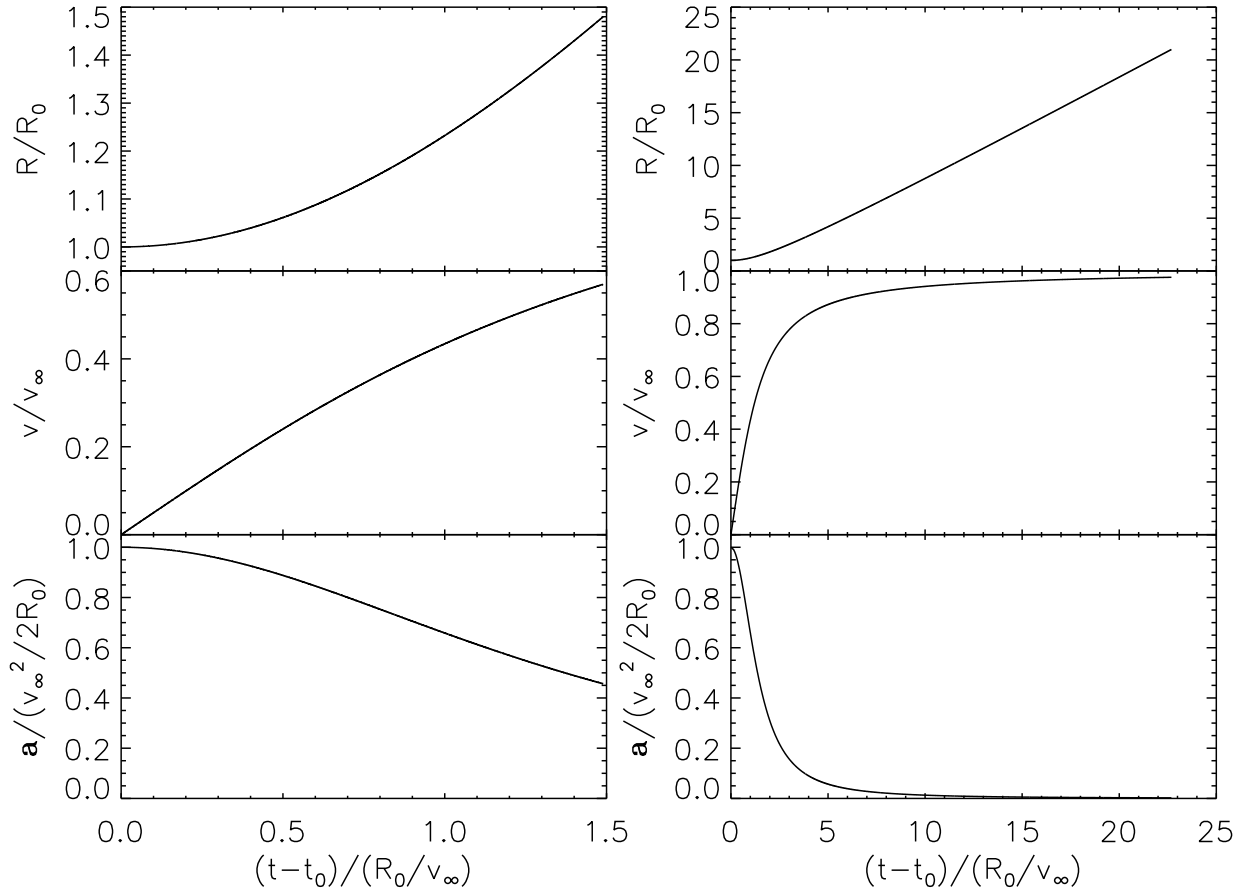


Рис. 5. Инвариантные кинематические графики в безразмерных координатах, описывающие автомодельное расширение КВМ для начальных участков (слева) и в расширенном диапазоне (справа).

Рис. 7а: на начальной стадии автомодельного расширения поведение ускорения имитирует равномерно-ускоренное движение, однако в дальнейшем ускорение падает до нуля. Это следует иметь в виду при исследовании расширения КВМ: популярная параболическая аппроксимация оправдана в очень небольшом интервале времени и высот. Наконец, отметим, что, в дополнение к указанным ограничениям автомодельного решения, оно все же представляет собой упрощенное описание расширения КВМ, не учитывающее ни собственного движения центра расширения, ни возможного распада КВМ, ни его возможного последующего торможения.

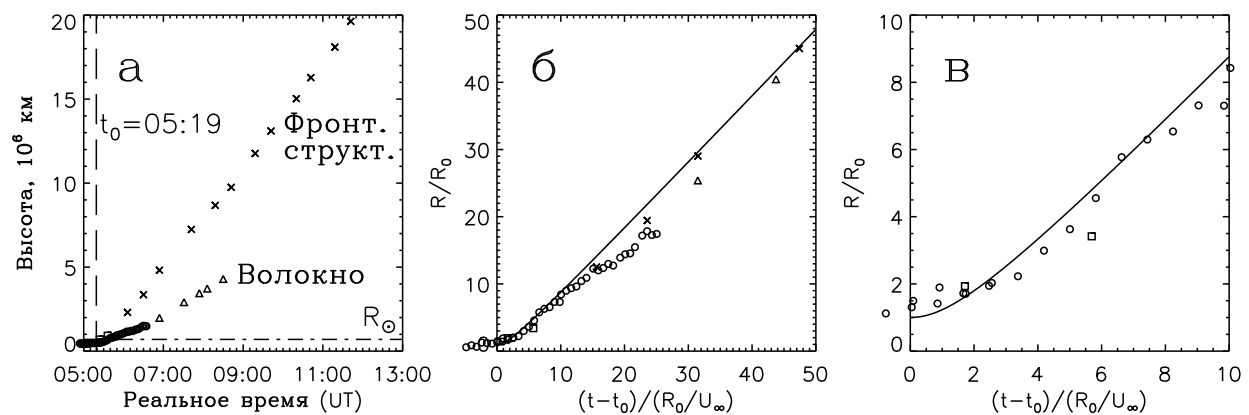


Рис. 6. Графики время-высота для события 2000/09/04. а) Реальные измерения. Положения волокна отмечены кружками (CCPT) и треугольниками (LASCO); положения фронтальной структуры – квадратами (EIT) и крестиками (LASCO). б) Сравнение экспериментальных данных с инвариантными графиками в безразмерных координатах. в) То же, начальная часть.

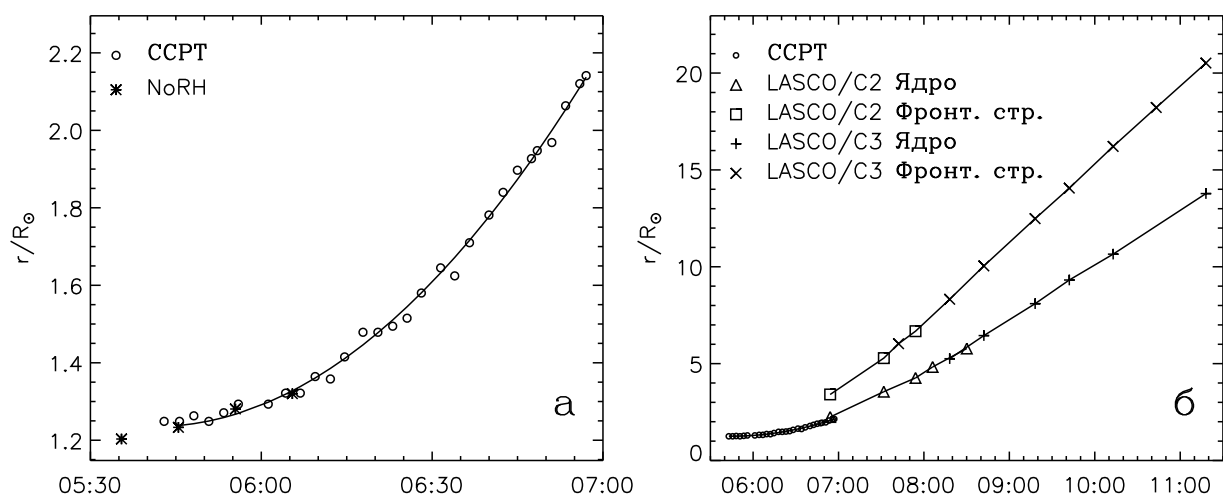


Рис. 7. Графики время-высота для события 2001/01/14, измеренные по данным CCPT, NoRH, LASCO/C2 и LASCO/C3 на начальном участке (а) и во всем диапазоне высот (б).

2.4. Температура

Зная, что яркостная температура спокойного Солнца составляет 10 000 К на частоте 17 ГГц и 16 000 К на частоте 5,7 ГГц, уже из просмотра изображений даже без их количественного анализа можно сделать следующие выводы. Яркость эруптивного волокна (протуберанца), наблюдаемого как на 17 ГГц, так и на 5,7 ГГц несколько ниже яркости спокойного Солнца, но заметно выше яркости неба, причем контраст волокна

несколько выше на 5,7 ГГц, чем на 17 ГГц. Такое возможно лишь в том случае, если яркостная температура эруптивного волокна на обеих частотах составляет порядка нескольких тысяч К. Поскольку оптическая толщина для теплового тормозного излучения, которое ответственно за свечение волокна, различается на этих двух частотах на порядок, это однозначно указывает на то, что волокно является оптически толстым, по крайней мере, на частоте 5,7 ГГц. Следовательно, его яркостная температура на этой частоте примерно равна кинетической (с точностью до вклада излучения толщи короны между волокном и наблюдателем) и составляет несколько тысяч К. Наблюдаемое соотношение яркостей примерно сохраняется во всем интервале времени, в котором наблюдается эруптивное волокно, при его постепенном потемнении на частоте 17 ГГц, свидетельствующем об уменьшении его оптической толщины в процессе расширения. Эти качественные соображения полностью подтверждаются количественным анализом изображений. Таким образом, согласно микроволновым наблюдениям, основная толща волокна не испытывает нагрева в процессе эрупции.

С другой стороны, наличие ярких деталей на изображении эруптивного волокна, полученном в корональной эмиссионной линии 195 \AA , однозначно свидетельствует о наличии плазмы с корональными температурами $\simeq 1 \text{ MK}$ в этих областях. Заметим, что эти детали проецируются на те части эруптивного волокна, которые явно имеют примерно одинаковую яркость на 5,7 и 17 ГГц, то есть низкую кинетическую температуру. Эти находящиеся в кажущемся противоречии обстоятельства согласуются с учетом того факта, что микроволновые наблюдения чувствительны к излучению достаточно массивной толщи плазмы, в то время как эмиссия, видимая в линии 195 \AA , может испускаться достаточно тонким слоем горячей плазмы, находящейся на поверхности или внутри более холодного вещества. Таким образом, одновременные наблюдения эруптивного волокна в микроволновом и крайнем ультрафиолетовом диапазонах излучения указывают на его локальный нагрев при сохранении его основной толщи холодной. На вопрос, располагается ли область нагрева на поверхности волокна или в его толще, рассмотренные наблюдения не дают ответа. Заметим, что наблюдаемые иногда TRACE в корональных линиях 173 \AA или 195 \AA уярчающиеся при эрупции волокна и протуберанцы не становятся прозрачными, чего можно было бы ожидать при их полном прогреве. Напротив, эти наблюдения предполагают наличие более холодного вещества за яркой оболочкой, непрозрачного для располагающихся позади волокна излучающих структур

из-за поглощения их излучения в водороде или гелии холодной плазмы волокна.

2.5. Выводы

Приведенные наблюдения эруптивных событий подтверждают предположения о том, что ядро КВМ состоит из вещества эруптивного протуберанца (волокна) или его остатков. В двух рассмотренных случаях его основная масса не испытывала нагрева и оставалась на уровне примерно 6000 К. Наблюдаемые в корональных эмиссионных линиях крайнего излучения ультрафиолетового диапазона поярчания свидетельствуют о локальном нагреве волокон (протуберанцев) при эрупции, не затрагивающем их толщи. Предварительный анализ нескольких других эрупций, также происходивших вне активных областей и наблюдавшихся одновременно на NoRH и CCPT (2004/12/24, 2005/03/06, 2006/02/09, 2006/02/17), подтверждает этот вывод. При последующем расширении КВМ нагрев его ядра еще менее вероятен, поскольку работают два механизма охлаждения – адиабатический и радиационный.

Сведения о кинематике расширения КВМ, полученные из совместного анализа наблюдений на микроволновых радиогелиографах и коронографах, показывают, что автомодельное описание расширения КВМ, с одной стороны, существенно проясняет его кинематику. С другой же стороны, подобие как самих расширяющихся вложенных структур КВМ, так и характера их расширения может быть причиной ошибочного отождествления разных компонентов СМЕ. Необходимо иметь в виду и непостоянство ускорения при таком расширении.

3. КРУПНОМАСШТАБНОЕ ПОТЕМНЕНИЕ, НАБЛЮДАВШЕЕСЯ В КРАЙНЕМ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ И РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

Крупномасштабное относительно быстрое потемнение корональных структур, наблюдаемое в солнечных изображениях крайнего ультрафиолетового и мягкого рентгеновского диапазонов излучения, считается связанным с эруптивными явлениями. Широко известен класс таких явлений, называемых корональными диммингами, обусловлен реальным снижением яркости корональных структур. Типичное время их развития составляет от ~ 10 минут до нескольких часов, а их время жизни достигает двух суток.

Появившись однажды в некоторой области солнечной поверхности, димминг не покидает ее, а лишь расширяется, удлиняется и углубляется в процессе своего развития. Главное общепринятое объяснение диммингов – снижение концентрации плазмы вследствие ее эвакуации из раскрывшихся или вытянувшихся в процессе КВМ корональных структур, бывших до этого замкнутыми.

Помимо квазистационарных диммингов, наблюдаются и другие явления потемнения. Один из видов кратковременных перемещающихся потемнений может быть обусловлен затенением ярких корональных структур выброшенным поглощающим веществом. Такие явления многократно наблюдались на изображениях крайнего ультрафиолетового диапазона, полученных на телескопе SOHO/EIT в канале 195 \AA (Fe XII) и на телескопе TRACE в корональных каналах 195 \AA и 173 \AA (Fe IX) (см., напр., [25]). Заметное поглощение в корональных линиях, по-видимому, происходит в тех случаях, когда оптическая толщина поглощающего материала значительна, и поэтому в таких случаях хорошо видна тонкая пространственная структура эруптивных волокон.

От таких явлений отличаются потемнения, иногда наблюдающиеся на изображениях EIT в канале 304 \AA , и не имеющие аналогов в корональных каналах 171 \AA (Fe IX–X), 195 \AA или 284 \AA (Fe XV) (см., напр., [29]). Регистрируемое в канале 304 \AA излучение – это преимущественно эмиссионная линия He II (максимум температурной чувствительности $80\,000 \text{ K}$) с небольшим вкладом корональных линий Si XI и Mg VIII. Как отмечено Делабудиньером [2], потемнения на изображениях 304 \AA без аналогов в корональных линиях явно обусловлены поглощением фонового излучения в веществе извергнутого волокна. В таких случаях поглощение может быть либо резонансным в гелии, если его температура находится в пределах диапазона возбуждения линии He II ($20\,000\text{--}80\,000 \text{ K}$), либо столкновительным в более холодном водороде ($< 10\,000 \text{ K}$).

Поскольку в радиоизлучении работает только столкновительное поглощение, совместный анализ таких явлений по изображениям крайнего ультрафиолетового диапазона и радиоданным, что может позволить выяснить механизм поглощения. На Рис. 8 приведены данные измерений яркостной температуры, радиорадуса и интегрального потока радиоизлучения спокойного Солнца, выполненные Боровик (1981) на ряде радиочастот, и аппроксимация этих данных, позволяющая вычислить эти величины для других частот. Как показывают эти графики, в диапазоне $1\text{--}10 \text{ ГГц}$ яркостная температура спокойного Солнца изменяется на порядок, и при этом корона остается оптически

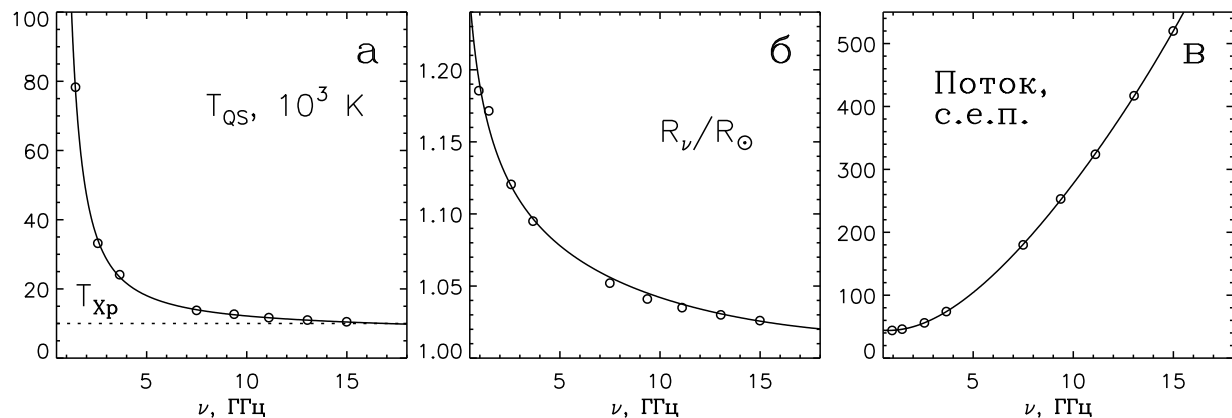


Рис. 8. Яркостная температура (а), радиорadius (б) и поток (в) спокойного Солнца в зависимости от частоты. Кружки – данные измерений Боровик, линии – аппроксимация этих данных.

тонкой. Поэтому, имея радиоданные на ряде частот в этом диапазоне, можно надеяться зарегистрировать вклад в радиоизлучение волокон начиная с нижней короны и попытаться выполнить диагностику плазмы, в которой происходит поглощение.

3.1. Наблюдения и анализ

Эруптивное событие 13 июля 2004 г. произошло в активной области 10646 (N13 W46) и было связано с рентгеновской вспышкой M6.7 общей длительностью 22 мин (по уровню 10%). Краткий анализ этого события выполнен автором совместно с А.М. Ураловым, И.В. Кузьменко, И.М. Чертоком и К. Шибасаки [8]. Вспышка в линии H α не была зарегистрирована (возможно, из-за неблагоприятных погодных условиях в патрульных обсерваториях). Однако она явственно видна на изображениях, полученных в обсерваториях Мауна Лоа и Биг Бэр (Рис. 9). В 00:31 UT наблюдалась двухленточная вспышка, в 00:55 UT видно расхождение лент. На кадрах (б) и (в) виден сердж. В микроволновом диапазоне около 00:15 UT наблюдался мощный импульсный всплеск с потоком до 1200 с.е.п. (1 с.е.п. = 10^{-22} Вт/м²/Гц) и общей продолжительностью около получаса. После окончания всплеска наблюдалось понижение потока ниже предвсплескового уровня. Вспышка и эрупция волокна также наблюдались TRACE в канале 173 Å. Коронографом LASCO зарегистрированы компоненты KBM в северо-западном квадранте в интервалах времени и области позиционных углов, соответствующих этому эруптив-

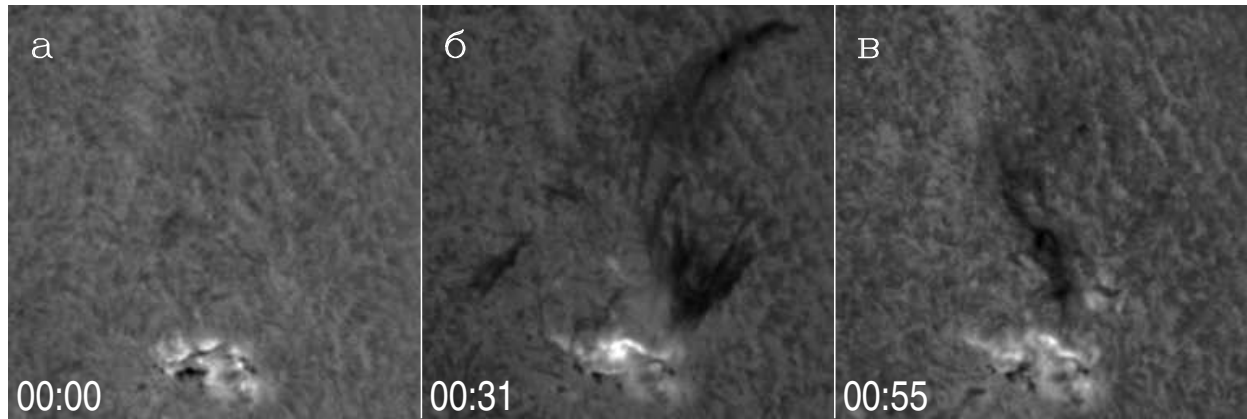


Рис. 9. Изображения в линии $H\alpha$, полученные в обсерватории Биг Бэр.

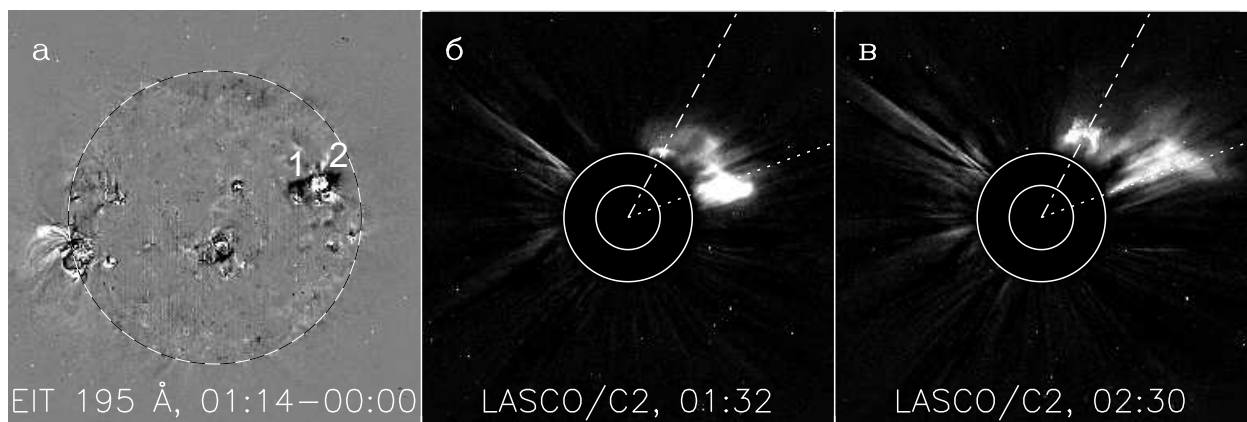


Рис. 10. Разностные изображения SOHO/EIT в канале 195 \AA (а) и SOHO/LASCO/C2 (б, в).

Цифрами 1 и 2 отмечены димминги по бокам области вспышки (а), прерывистыми линиями – направления движения компонент KBM (б, в).

ному событию (Рис. 10б,в).

На телескопе SOHO/EIT в канале 304 \AA на кадре, полученном вскоре после этого события, наблюдалось крупномасштабное потемнение в северо-западном квадранте (Рис. 11), обнаруженное И.М. Чертоком. Изображения, представленные на этом рисунке, отделены одно от другого интервалом в 6 часов, что исключает возможность анализа развития и движения этого потемнения. Оно явно отсутствовало на первом и последнем кадрах, будучи явно выражено на втором, где яркость понижалась до 30% (второе) от исходного уровня. Площадь области, в которой яркость снизилась до 75%, составляет 6,7% от площади солнечного диска.

Эрупция вызвала значительные возмущения в короне. В частности, с ней связано

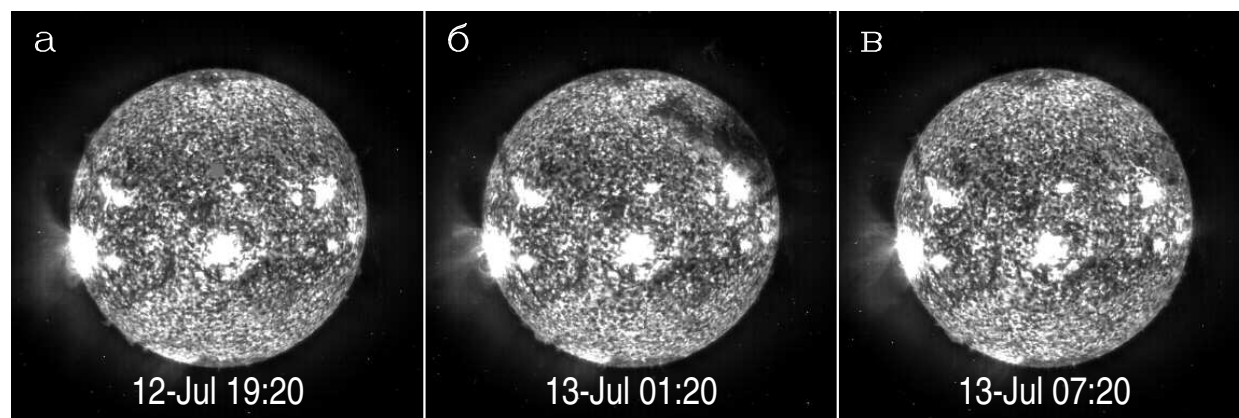


Рис. 11. Изображения, полученные на SOHO/EIT в канале 304 \AA с интервалом в 6 часов до (а), во время (б) и после (в) эрупции.

образование компактных долгоживущих диммингов, наблюдавшихся на EIT в канале 195 \AA по обеим сторонам области эрупции (Рис. 10а; интервал наблюдений в этом канале – 12 мин). Однако конфигурация этих диммингов разительно отличается от формы наблюдавшегося в этом канале крупномасштабного потемнения, а время их жизни намного превышает 6-часовой интервал между кадрами SOHO/EIT 304 \AA . Следовательно, это потемнение по своей природе отлично от диммингов, наблюдавшихся в канале 195 \AA , и может быть обусловлено поглощением солнечного излучения в затеняющем веществе. Как отмечалось, поглощение может быть резонансным или столкновительным, и для этих двух вариантов температура поглощающего вещества, будучи определено ниже корональной, существенно различается.

Для дальнейшего прояснения ситуации рассмотрим многочастотные записи интегрального потока радиоизлучения для этого события. На Рис. 12 приведена часть записей, выполненных на радиополяриметрах Нобеяма (NoRP), работающих на семи частотах от дециметрового до миллиметрового диапазона – 1; 2; 3,75; 9,4; 17; 35 и 80 ГГц, и запись радиометра РТ-2 Уссурийской астрофизической обсерватории (УАФО) на частоте 2,8 ГГц (отрицательный всплеск в этом событии был обнаружен И.В. Кузьменко в записях РТ-2). Поглощение наблюдается на частотах 3,75 ГГц и ниже. Поскольку в радиодиапазоне возможно только столкновительное поглощение, поглотителем является достаточно холодный водород. Из данных EIT 304 \AA (Рис. 11) следует, что выброс произошел из активной области в северо-восточном направлении, где не было других активных областей, и выброшенное вещество (по-видимому, спрей – распыленные остат-

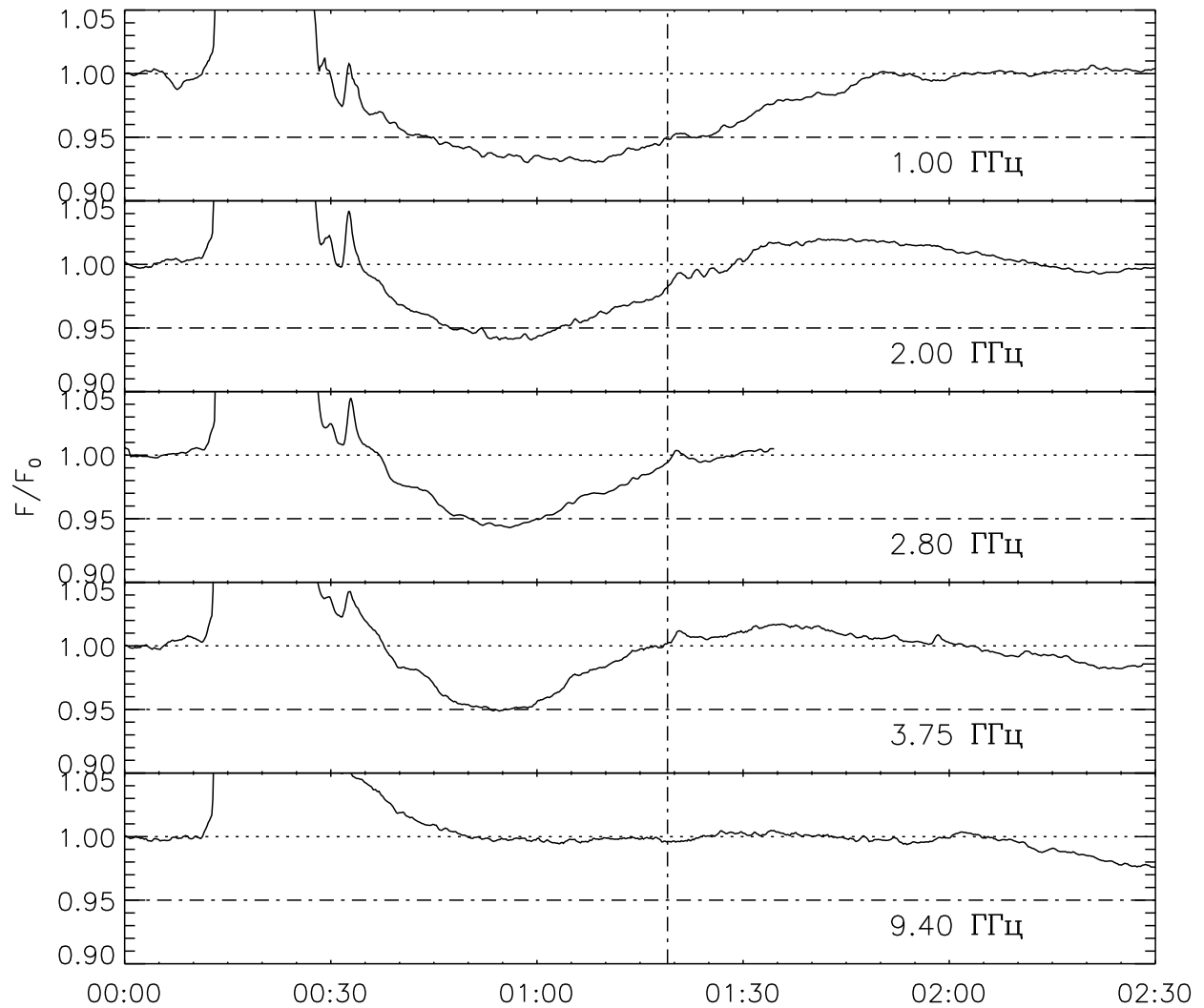


Рис. 12. Записи интегральных потоков радиоизлучения на частотах 1–9,4 ГГц (NoRP) и 2,8 ГГц (РТ-2 УАФО). Вертикальным штрих-пунктиром отмечен момент наблюдения крупномасштабного потемнения на ЕИТ в линии 304 Å.

ки волокна) покрыло значительную часть спокойного Солнца. Мы не располагаем информацией о пространственной структуре спрея в радиоизлучении, однако имеющиеся данные позволяют предположить, что основная депрессия в радиоизлучении была вызвана именно покрытием спокойного Солнца. Нельзя исключить и затенения активной области, откуда произошел выброс, однако для простых оценок пренебрегаем этой возможностью.

В таком случае сразу же получается верхняя оценка для температуры вещества спрея: она заведомо ниже яркостной температуры спокойного Солнца на 3,75 ГГц, т.е.

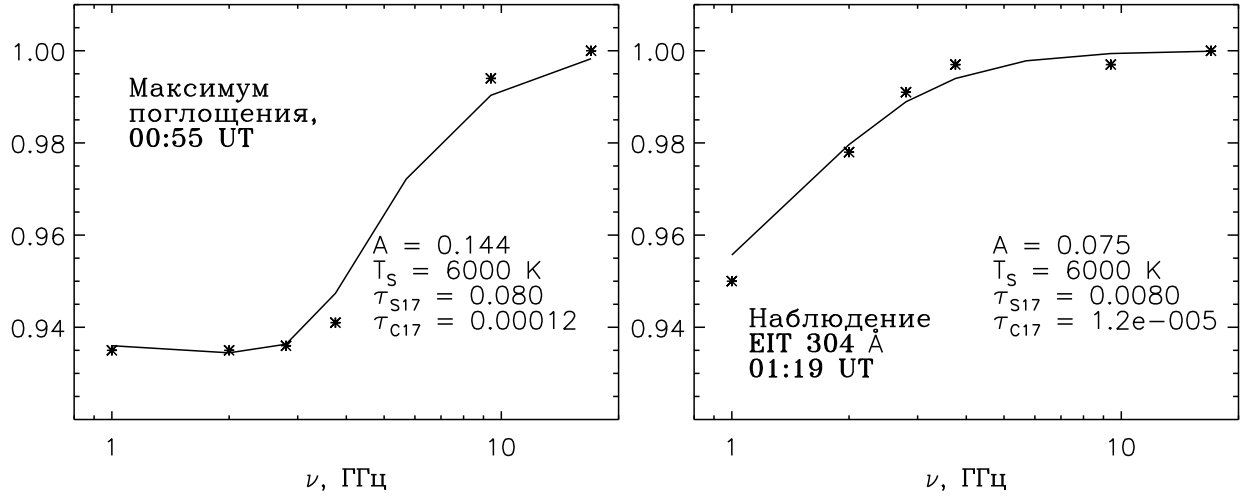


Рис. 13. Модельная аппроксимация величин поглощения к наблюдаемым значениям.

23 000 K. Затем, воспользовавшись выражением (1), можно попытаться оценить другие параметры спрея с помощью простейшей модели. В предположении, что спрей “вставлен в разрез короны” и задаваясь его площадью, температурой, оптической толщиной на какой-либо частоте и оптической толщиной короны над ним, вычисляем значение интегрального потока на каждой частоте и пытаемся добиться наилучшего соответствия с наблюдаемыми значениями (Рис. 12). При этом яркостная температура спрея считается по приближенной формуле $T_s^B = (T_{QS}^B - T_C \tau_C) e^{-\tau_s} + T_s (1 - e^{-\tau_s}) + T_C \tau_C$.

Результаты расчетов для двух моментов времени – наибольшей глубины депрессии и момента наблюдений на EIT в канале 304 Å – приведены на Рис. 13. При оцененных значениях площади, температуры и оптической толщины, задавшись глубиной поглощающего слоя в пределах 20–200 тыс. км, с помощью выражения (1) получаем для массы спрея оценку в $(1 - 3) \cdot 10^{15}$ г, что соответствует массе заурядного волокна. Эта оценка весьма приближительна и не учитывает ряда факторов, однако она показывает возможности диагностики плазмы выбросов по радиоданным даже без пространственного разрешения.

3.2. Выводы

Рассмотренное явление было обусловлено затенением значительной части спокойного Солнца (а не активной области) поглощающим веществом спрея, что определяет неординарность этого события. Оно также демонстрирует еще одну причину явлений

потемнения корональных структур. Это событие было независимо обнаружено по данным EIT в канале 304 \AA и записей радиометра РТ-2 Уссурийской обсерватории на волне $10,7 \text{ см}$. Возможность его выявления по записям интегрального потока радиоизлучения определяется кратковременностью основного всплеска. Эти особенности данного события показывают, что спреи на фоне солнечного диска, возможно, происходят не так уж редко. Для их регистрации необходимы наблюдения в канале 304 \AA с большей частотой кадров – по крайней мере, не реже 10 минут.

С другой стороны, и отрицательные радиовсплески редки из-за необходимости для их наблюдений сочетания благоприятных условий: либо должно происходить покрытие достаточно яркой активной области, либо значительной части спокойного Солнца, и происходящая при этом вспышка должна быть достаточно кратковременной. Иначе понижение потока будет с избытком скомпенсировано излучением постэруптивной аркады, часто весьма интенсивным и продолжительным. Поэтому можно ожидать, что явления затенения Солнца поглощающими его излучение выбросами могли бы значительно чаще наблюдаться на радиогелиографах диапазона $1\text{--}10 \text{ ГГц}$, дающих двумерные изображения Солнца, чем в интегральном потоке излучения.

4. МОЩНОЕ ПРОТОННОЕ СОБЫТИЕ 20 ЯНВАРЯ 2005 Г.

В этом разделе на примере выдающегося солнечного протонного события 20 января 2005 г. мы обратимся к старому спору о том, где ускоряются протоны высоких энергий в солнечных событиях – во вспышке или на ударном фронте КВМ и покажем связь радиовсплесков на коротких волнах с мощными солнечными протонными событиями. Краткий анализ этого события выполнен автором совместно с В.Г. Курт, И.М. Чертоком, А.М. Ураловым, Х. Накаджимой, А.Т. Алтынцевым, Л.К. Кашаповой и Н.С. Мешалкиной [9]. Подробная статья [10] направлена в журнал *Solar Physics*.

4.1. Проблема

В течение ряда лет продолжается противоборство этих двух точек зрения на происхождение протоны высоких энергий в солнечных событиях. Одни считают КВМ ответственными за ускорение протонов всех энергий; другие полагают, что протоны ускоряются до высоких энергий уже во вспышке, а вклад ускорения на ударных фронтах

КВМ возможен лишь для протонов низких энергий (≤ 10 МэВ). Каждая из сторон обосновывает свою позицию наблюдательными фактами. Спор обострился в связи с выдающимся событием 20 января 2005 г., сопровождавшимся практически всеми известными эруптивными проявлениями, и вызвавшим сильнейшее за полвека наземное возрастание интенсивности космических лучей (GLE – Ground Level Enhancement). Выводы авторов, анализировавших это событие, прямо противоположны [5, 22]. Это событие наблюдалось многими солнечными и иными инструментами, как наземными, так и космическими, что позволило детально его исследовать и попытаться найти ответ на вопрос о происхождении протонов высоких энергий.

4.2. Наблюдения и анализ

Событие 20 января 2005 г. произошло в активной области (АО) 10720. За время прохождения через видимую поверхность Солнца эта область претерпела существенные изменения. На Рис. 14 показаны магнитограммы АО 10720 с интервалом в двое суток, полученные на SOHO/MDI. Обратим внимание на следующие особенности. Область состояла из двух главных зон противоположных полярностей (на рисунке светлым показана N-полярность, темным – S-полярность). В процессе развития АО разнополярные зоны сходились, что видно на примере детали 2, приближающейся к зоне N-полярности, и имело место сильное шировое движение, особенно заметное на примерах движения разнополярных деталей 1 и 3. Эти особенности развития АО предполагают ее высокую вспышечную продуктивность, и, действительно, с 14 по 23 января в этой области произошли 17 вспышек класса M и 5 вспышек класса X. Еще одна особенность – появление темного пятна внутри детали 3, указывающее на то, что напряженность магнитного поля была столь велика, что превосходила измеряемый диапазон MDI. По косвенным оценкам, в этой зоне она превышала 3000 Гс.

4.3. Вспышка

Главная фаза события 20 января 2005 г. началась в 06:41 и достигла максимума в 06:45–06:46 в жестком и в 07:01 UT в мягком рентгеновском излучении. Событие наблюдалось:

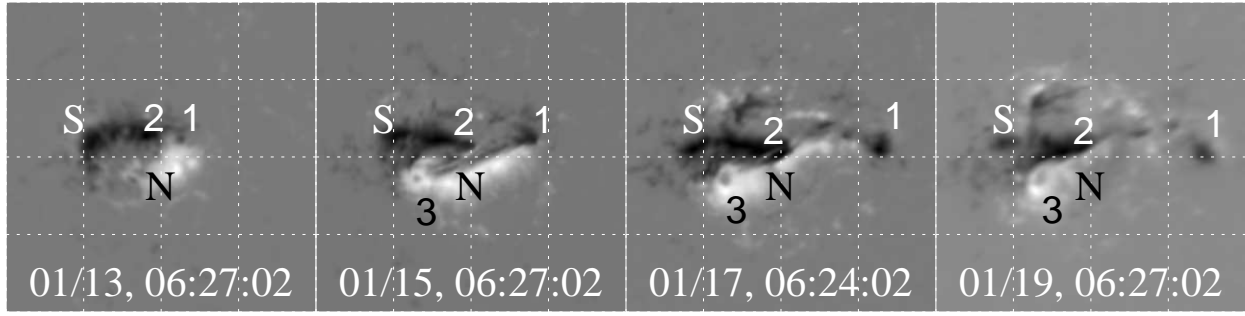


Рис. 14. Магнитограммы АО 10720 (SOHO/MDI). Буквами указана магнитная полярность.

- в жестком рентгеновском и γ -излучении: солнечным телескопом высоких энергий RHESSI [30] и Спектрометром Солнечных Нейтронов и Гамма-лучей (СОНГ) на борту КОРОНАС-Ф (Рис. 15);
- TRACE в канале 1600 \AA после 06:53:30 UT;
- в Обсерваториях Кулгура и Хирайсо ($H\alpha$);
- NoRP на частотах от 2 до 80 ГГц;
- рядом инструментов разных диапазонов.

Событие характеризовалось следующими проявлениями:

- γ -излучением до 200 МэВ;
- мощным потоком протонов с жестким спектром, $J_P(E > 100 \text{ МэВ}) > 700 \text{ p.f.u.}$;
- рекордным за полвека GLE до 5000%;
- LDE вспышкой X7.1/2B (N14 W60);
- мощнейшим микроволновым всплеском с потоком $\simeq 10^5 \text{ с.е.п.}$;
- быстрым КВМ на $4,4R_\odot$.

Временные профили жесткого электромагнитного излучения, записанные КОРОНАС-Ф/СОНГ (Рис. 15), показывают интенсивный всплеск вплоть до энергий $> 100 \text{ МэВ}$; каналы до 230 кэВ входили в неглубокое насыщение. Как показано Кузнецовым и др. [16], гамма-излучение $> 60 \text{ МэВ}$ вызвано распадом π^0 -мезонов, образующихся в протон-протонных соударениях при энергиях протонов $> 300 \text{ МэВ}$. Следовательно, начиная, по крайней мере, с 06:45 UT, субрелятивистские протоны высыпались в плотные слои солнечной атмосферы. В гамма-излучение меньших энергий, ужесточающееся к максимуму всплеска, значительный вклад вносит тормозное излучение электронов высоких энергий. Моменты максимумов гамма-излучения разных энергий близки.

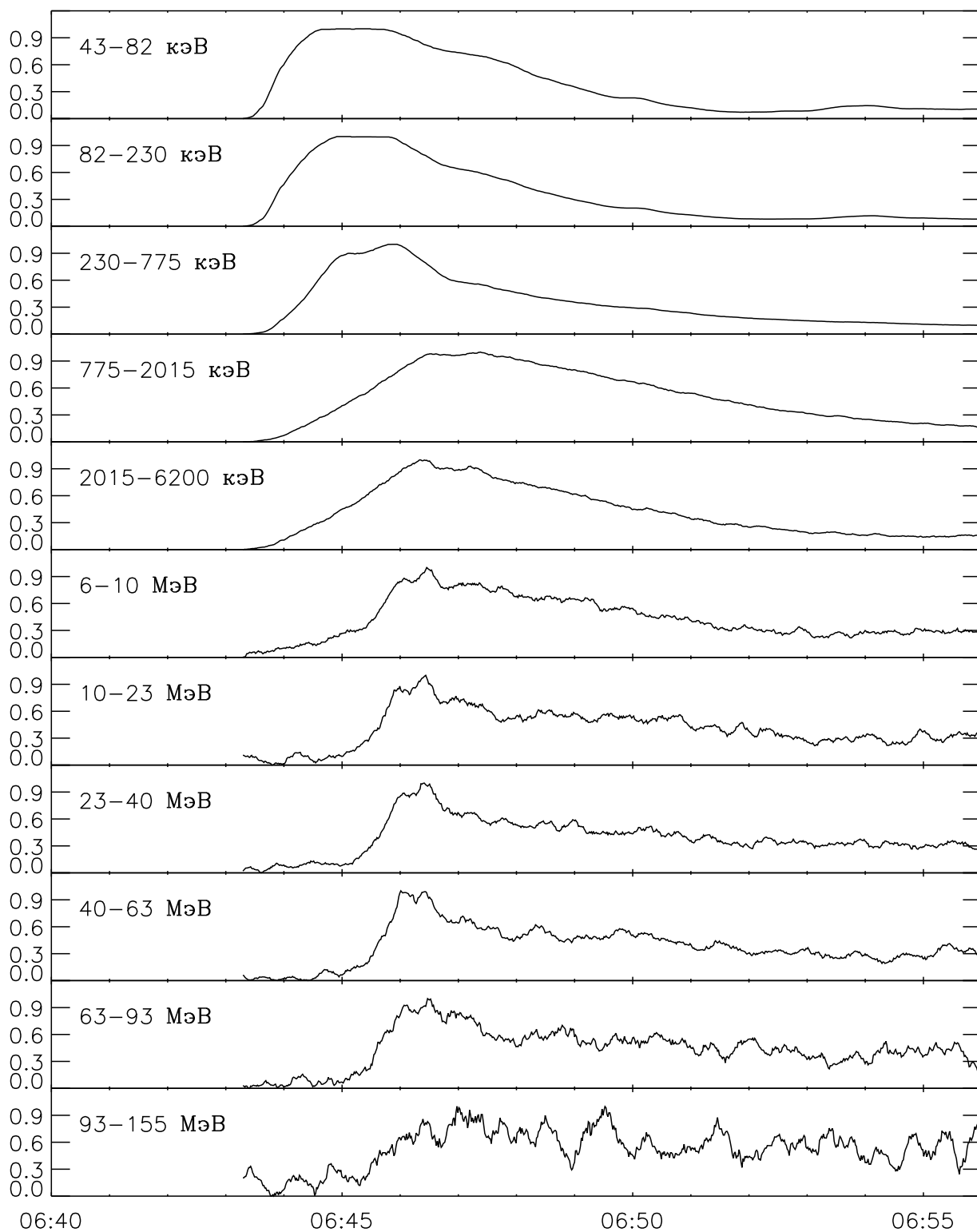


Рис. 15. Записи потоков жесткого рентгеновского и гамма-излучения на КОРОНАС-Ф/СОНГ.

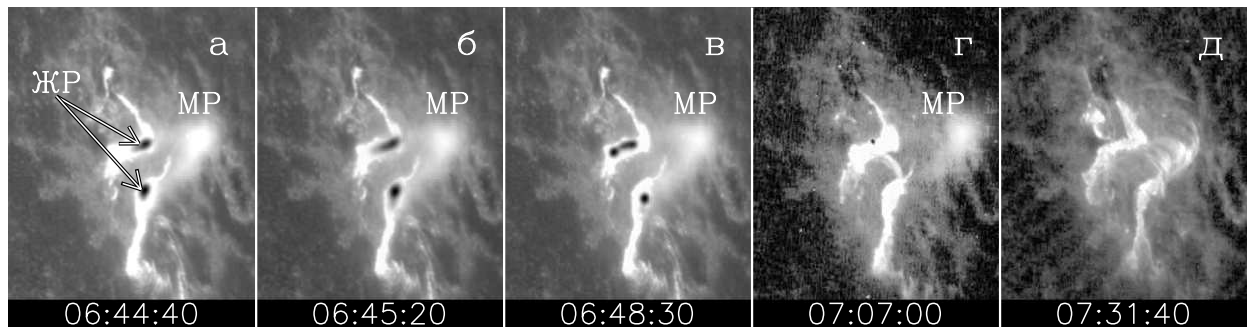


Рис. 16. Кадры из фильма [30] в черно-белом варианте. Фон – изображения TRACE 1600 Å (на кадрах а–в – одно и то же изображение в 06:52:30); темные области на вспышечных лентах – источники жесткого рентгеновского излучения (ЖР), соединяемые большой светлой петлеобразной структурой, видимой в мягком рентгеновском излучении (МР) на кадрах а–г. На поздних стадиях (г,д) в канале TRACE 1600 Å видны петли аркады, соединяющей ленты.

Ход вспышки в жестком и мягком рентгеновском излучения демонстрирует цветной фильм, представленный на Web-сайте [30]. Фоном являются изображения, полученные на TRACE в канале 1600 Å. На Рис. 16 показано в черно-белом виде пять кадров из этого фильма. Область температурной чувствительности канала 1600 Å – 4000–10000 К, т.е. вблизи линии $H\alpha$, но несколько ниже. Поэтому изображения, полученные в этом канале, представляют те же вспышечные структуры, что и $H\alpha$, т.е. вспышечные ленты и остывшие петли. TRACE наблюдал вспышку после 06:52:30, пропустив главную фазу. Пять представленных кадров показывают, что источники жесткого рентгеновского излучения (темные) располагались на вспышечных лентах и являлись основаниями большой корональной петлеобразной структуры высотой около 40 000 км, испускавшей мягкое рентгеновское излучение (светлая). Эта замкнутая структура наблюдалась задолго до интенсивного гамма-всплеска, начавшегося около 06:45 (в фильме она отчетливо видна и ранее 06:40). Жесткий рентгеновский источник на южной ленте был почти неподвижен, тогда как источник на северной ленте около 06:45 стал вытягиваться и смещаться к востоку. На поздних кадрах много ниже петлеобразной структуры начинает подниматься обычная постэруптивная аркада.

Конфигурация вспышечной области вблизи максимума вспышки показана на Рис. 17. Отметим следующие факты: (1) конфигурации вспышечных лент в линии $H\alpha$ и канале TRACE 1600 Å совпадают между собой и с положением источников жесткого рентгеновского излучения 50–100 кэВ в соответствии с фильмом [30]; (2) южные

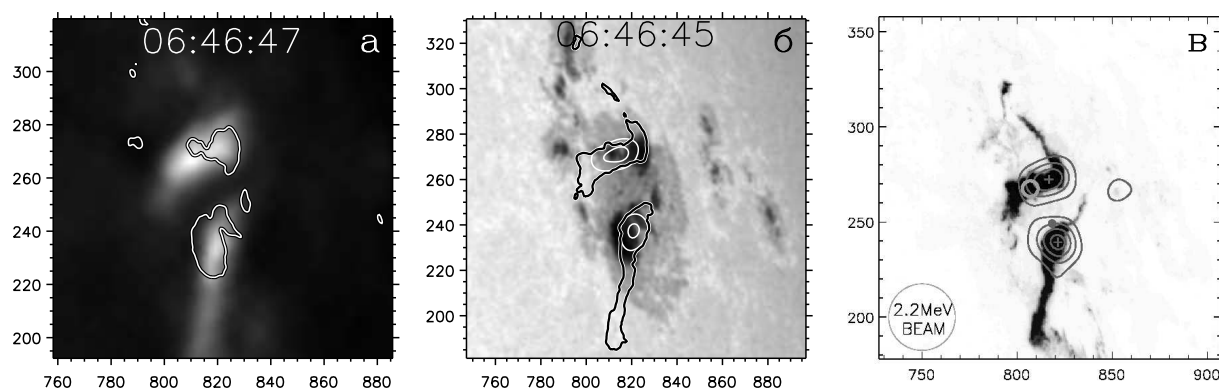


Рис. 17. Область вспышки по данным разных диапазонов излучения. (а) Вспышечные ленты в линии $H\alpha$ (полутон) и контуры теней пятен. (б) Изображение в белом свете (TRACE, полутон), черные контуры вспышечных лент (TRACE 1600 Å) и белые контуры источников жесткого рентгеновского излучения (RHESSI, 50–100 кэВ). (в) Контуры источников гамма-излучения (RHESSI) на фоне вспышечных лент (TRACE 1600 Å, негатив). Светло-серые контуры – источники излучения 250–250 кэВ, темно-серые контуры – центр источника излучения в линии 2223 кэВ.

источники располагаются точно над тенью пятна, в то время как северные в этот момент вышли из тени; (3) источник гамма-излучения в линии 2223 кэВ, свидетельствующий о высыпании ускоренных протонов, центрирован точно на северной ленте. Как известно (и как подтверждается Рис. 16), вспышечные ленты представляют собой основания замкнутых петель, поэтому высыпание ускоренных протонов произошло в области замкнутых структур, куда им нет доступа извне. Следовательно, *протоны, ответственные за гамма-излучение в линии 2223 кэВ, могли быть ускорены только в пределах магнитосферы активной области.* Как отмечалось, временные профили гамма-излучения разных энергий и времена их максимумов близки, поэтому и источник протонов более высоких энергий (> 300 МэВ) должен был располагаться там же, где и источник протонов, ответственные за гамма-излучение в линии 2223 кэВ, или недалеко от него.

На Рис. 18а–е показаны записи интегрального потока радиовсплеска, выполненные на Радиополяриметрах Нобеяма на частотах 2–80 ГГц. Обращают на себя внимание гигантские значения плотности потока и очень высокие частоты, на которых они наблюдаются. На Рис. 18ж приведен временной ход частоты спектрального максимума,

полученной интерполяцией записей интегрального потока на фиксированных частотах. Судя по этим данным, радиоизлучение в области высоких частот (> 10 ГГц) не может быть иным, кроме гиротронного излучения электронов, ускоренных до субрелятивистских и релятивистских энергий со степенным характером спектра. На это указывают и форма радиоспектра со спадом в обе стороны от максимума, и огромные величины потоков, немыслимые при тепловом тормозном механизме излучения. С помощью формул [3] можно грубо оценить, что магнитное поле B в области генерации гиротронного излучения (в гауссах) составляет $B \simeq (30 - 70)\nu_{\max}$, где ν_{\max} – частота спектрального максимума в гигагерцах, т.е., частота спектрального максимума гиротронного излучения прямо зависит от магнитного поля. Таким образом, наивысшей частоте $\nu_{\max} \approx 28$ ГГц соответствует магнитное поле порядка 840–1960 Гс. Гиротронное излучение на таких высоких частотах генерируется преимущественно достаточно низко, близко к основаниям петель (поскольку его интенсивность $\propto B^{3-4}$ [3]), но все же в короне, поэтому поле на фотосфере в этих областях, по крайней мере, вдвое выше. Примем также во внимание, что зарегистрированный NoRP интегральный поток складывается из радиоизлучения, генерируемого в двух противоположных основаниях петли, поэтому магнитное поле в одном основании должно быть ниже, а в другом – выше этой оценки. Из Рис. 16 и Рис. 17 становятся понятным и эти особенности радиовсплеска. Предполагая, что источники высокочастотного радиоизлучения располагались прямо над источниками жесткого рентгеновского излучения (что обычно действительно имеет место), замечаем, что в 06:44–06:45, когда частота ν_{\max} была наивысшей, оба основания петли находились в тени пятен, а затем источник на северной ленте сдвинулся к востоку (влево), в область более слабых магнитных полей, что соответствует и понижению ν_{\max} . В тени же южного пятна, где располагался почти неподвижный южный источник, напряженность магнитного поля была, как отмечалось, $B > 3000$ Гс, в полном соответствии с выводами из анализа радиоданных.

Наконец, Рис. 18з демонстрирует эффект Ньюперта – сходство производной мягкого рентгеновского излучения с формой световой кривой жесткого рентгеновского излучения (в данном случае пришлось использовать излучение более высоких энергий, чем обычно – 300–800 кэВ, поскольку каналы меньших энергий были в насыщении). Это сходство однозначно демонстрирует то, что ускоренные электроны, вызвавшие тормозное излучение в жестком рентгеновском и гамма-диапазонах, выпалились в хромосферу

из большой петлеобразной *замкнутой* структуры, а нагретая плазма верхней хромосферы поступила в эту же петлеобразную структуру и вызвала ее мягкое рентгеновское излучение. Иными словами, проявления и в микроволнах, и в жестком, и в мягком рентгеновском излучении показывают их однозначное соответствие друг с другом, и что электроны, в конечном счете ответственные за них, были ускорены в пределах небольшого объема внутри магнитосферы активной области.

Таким образом, главной особенностью данной вспышки было то, что она произошла точно над тенями пятен, что, в частности, объясняет гигантские потоки радиоизлучения. В остальном картина вспышки вполне соответствует стандартной, с развитием вспышечных петель в короне, основаниями которых являются вспышечные ленты в хромосфере, и на которых располагались источники как жесткого рентгеновского, так и гамма-излучения. Протоны, как и электроны, были ускорены в пределах магнитосферы активной области, а проявления ускоренных протонов и электронов схожи как по локализации, так и по временным профилям.

4.4. Гамма-излучение и наземное возрастание потока космических лучей

На Рис. 19 показаны временные профили вспышечного гамма-излучения и наземного возрастания потока космических лучей (GLE), зарегистрированного нейтронным монитором на Южном Полюсе. Это GLE было рекордным за полвека, достигнув величины 5500%. На верхнем рисунке (а) показано гамма-излучение с энергией > 60 МэВ, зарегистрированное СОНГ, вместе с пунктирным временным профилем GLE на Южном Полюсе, сдвинутым на 380 с влево. Заметим, что за оба явления ответственны протоны близких энергий: > 300 МэВ за гамма-излучение на Солнце и > 500 МэВ за GLE. На нижнем рисунке (б) временной профиль GLE дан в натуральной временной шкале, а сплошной линией показан гамма-всплеск в диапазоне 2,0–6,2 МэВ (СОНГ), сдвинутый на 380 с вправо. Гамма-всплеск в этом диапазоне обусловлен тормозным излучением электронов высоких энергий ($\sim 5 - 10$ МэВ). Задержка GLE относительно гамма-всплеска обусловлена тем, что, во-первых, ответственные за GLE протоны имеют скорость меньше скорости света, а во-вторых, тем, что, будучи заряженными частицами, они движутся не по прямой, а вдоль магнитных силовых линий. Наличие задержки в 380 с показывает, что предположение об общей природе гамма-всплеска и GLE не

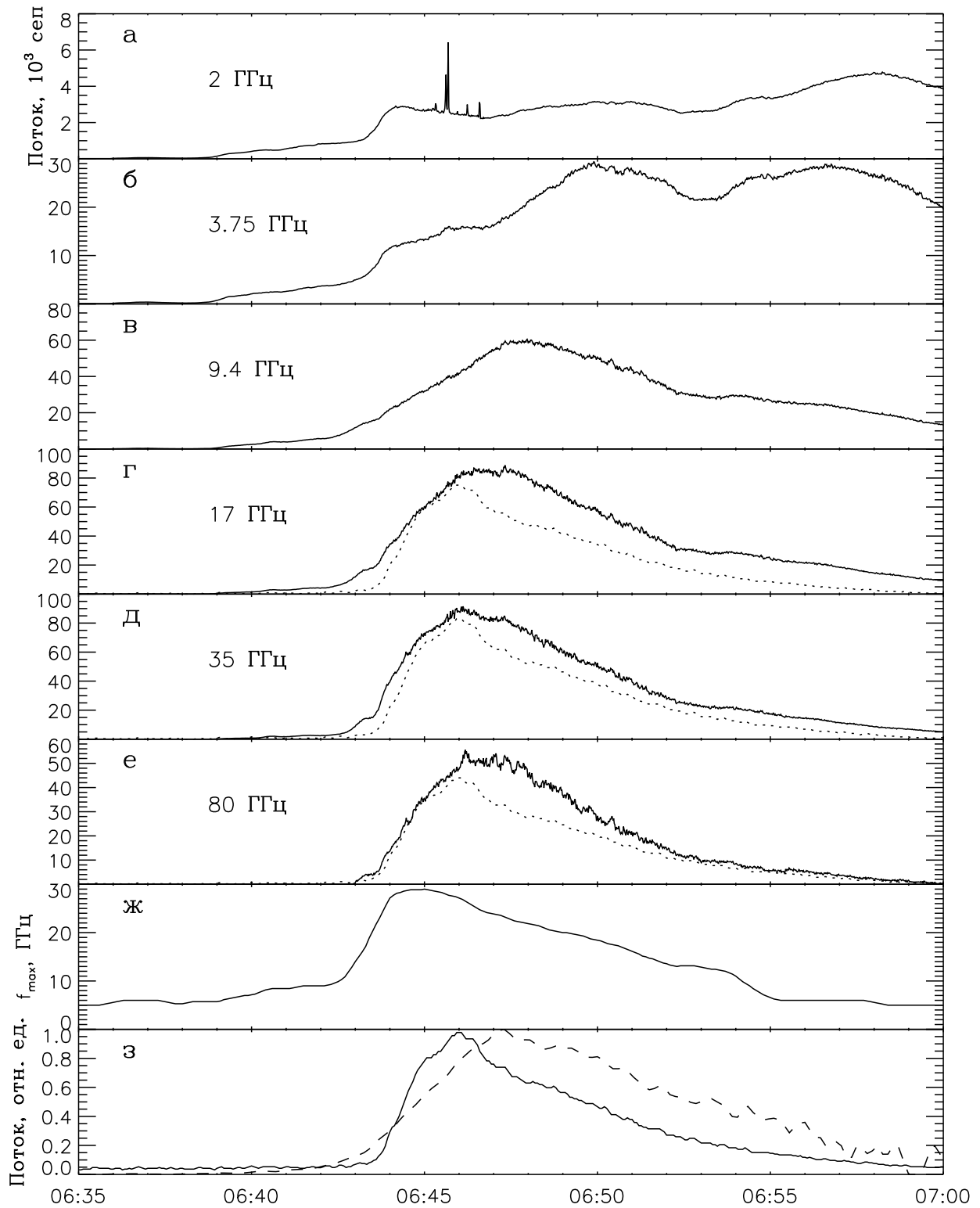


Рис. 18. (а–е) Радиовсплеск на частотах 2–80 ГГц, потоки в 10^3 с.п.; (ж) частота его спектрального максимума, (з) сравнение с гамма-излучением (300–800 кэВ, RHESSI, сплошная) и производной мягкого рентгеновского излучения (1–8 Å, GOES-10, штрихи). Пунктиры на панелях г–е также показывают поток излучения 300–800 кэВ.

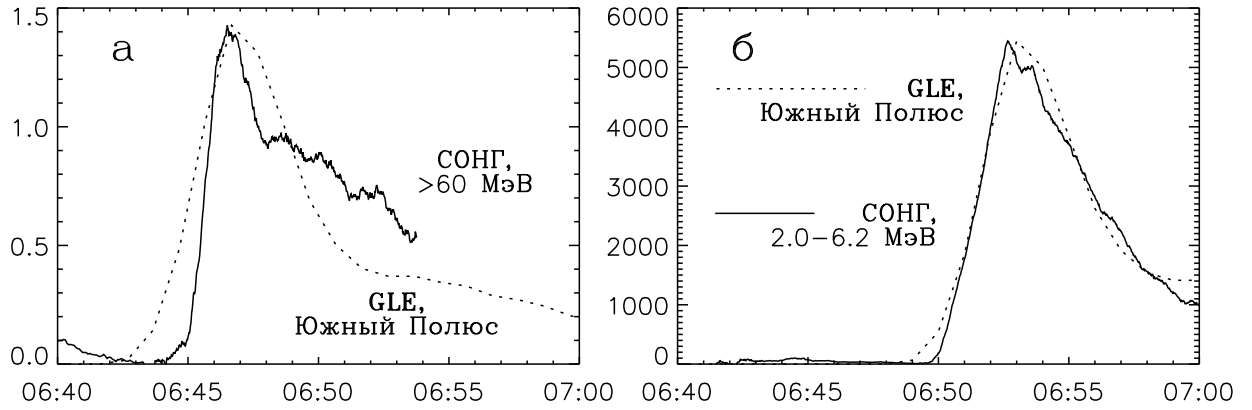


Рис. 19. Гамма-излучение вспышки и GLE: (а) сплошная линия – СОНГ, > 60 МэВ, пунктир – временной профиль GLE на Южном Полюсе, сдвинутый на 380 с влево; (б) сплошная линия – СОНГ, 2,0–6,2 МэВ, сдвинутый на 380 с вправо; пунктир – временной профиль GLE на Южном Полюсе.

противоречит причинности. Более конкретно, для протонов с энергией $E = 0,5 - 1$ ГэВ, составляющих, по-видимому, основную часть протонов, вызвавших GLE, скорость составляет $v = c\sqrt{1 - (E/m_p + 1)^{-2}} = 0,758 - 0,875$ ($m_p = 938$ МэВ). Тогда наблюдаемая задержка в 380 с соответствует их пути $l = 1,35 - 1,56R_0$, где R_0 – расстояние от солнечной поверхности до Земли по прямой. При весьма возмущенной межпланетной среде 20 января 2005 г. эта длина пути протонов представляется реалистичной, в то время как имеется множество причин для ее увеличения. Таким образом, вполне возможно, что за гамма-всплеск на Солнце и за возрастание потока космических лучей на Земле была ответственна одна и та же популяция ускоренных протонов.

Обратим теперь внимание на сходство временных профилей GLE и гамма-всплеска в области энергий > 60 МэВ и особенно разительное – в области 2–6 МэВ. Каждый из временных профилей имеет импульсную головную часть, за которой следует длительная, более гладкая, хвостовая. Головные части имеют близкие времена нарастания, продолжительности и времена быстрого спада, даже без учета дисперсии. Эти особенности указывают на то, что механизмы ускорения, которые дали частицы, ответственные, с одной стороны, за гамма-излучение на Солнце, и с другой – за GLE, имели близкие инкременты, действовали почти одинаковое время, а затем одинаковым образом перешли в другой режим, характеризующийся большей продолжительностью. Представляется совершенно невероятным, что эти механизмы ускорения были разными, действовали в

удаленных друг от друга областях и воздействовали на разные популяции протонов. Таким образом, мы приходим к выводу, что и протоны, вызвавшие GLE, также были ускорены только в пределах магнитосферы активной области.

4.5. Протонные события и коротковолновые радиовсплески

Как показал анализ, событие 20 января 2005 г. было прежде всего мощной вспышкой и характеризовалось, с одной стороны, мощнейшим всплеском радиоизлучения на коротких сантиметровых и длинных миллиметровых волнах, а с другой – мощным потоком протонов высоких энергий у орбиты Земли и даже GLE. Как мы показали, гигантский радиовсплеск с очень высокой частотой спектрального максимума был обусловлен сильнейшими магнитными полями в области его генерации и очень большим количеством излучающих электронов. Однако не является ли такое соответствие протонного события и мощного высокочастотного радиовсплеска исключительным явлением?

Для ответа на этот вопрос выполнен краткий обзор мощных радиовсплесков. В Табл. 1 приведена выборка из каталога событий радиополяриметров Нобеяма [20] начиная с 1990 г., когда стали доступными данные на 35 и 80 ГГц. Критерий выборки – превышение плотностью потока на 35 ГГц величины в 10^4 с.е.п. Этот критерий выглядит несколько произвольным, но по сути он объединяет высокую частоту спектрального максимума и очень большую плотность потока. Из 640 событий, зарегистрированных с 1990 г. по конец декабря 2006 г., этому критерию удовлетворило 16. В качестве информации о сопутствующих протонных событиях здесь указывается их наличие в списках, приведенных в статьях [17] (“Список Л. и Б.”) и [5] (“Список Г.”). В статье [17] приведен ряд событий до конца 2004 г., в которых были зарегистрированы протонные потоки высоких энергий, а в работе [5] сопоставляются GLE с ноября 1997 г. по январь 2005 г. с КВМ и всплесками II типа. Для недавнего мощного протонного события 13 декабря 2006 г. указано, что оно сопровождалось GLE.

Для выяснения вопроса о том, почему не все протонные события сопровождаются мощными радиовсплесками на коротких волнах, в нижней части таблицы (после горизонтальной черты) приведены три таких события, имеющих в списках [5, 17] и происшедших в наблюдательное время в Нобеяма, но не удовлетворивших нашему критерию отбора.

Таблица 1. Мощные радиовсплески и протонные события

№	Дата	Время	35 ГГц	80 ГГц	Вспышка		Наличие протонов	
			пика	с.е.п.	с.е.п.	коорд.	класс	Список Л. и Б. Список Г.
1	1990-04-15	02:59	19615	—	N32E57	X1.4/2B		
2	1990-05-21	22:15	37913	29083	N35W36	X5.5/2B	+	
3	1991-03-22	22:44	122522	12469	S26E28	X9.4/3B	+	
4	1991-03-29	06:45	10871	2196	S28W60	X2.4/3B		
5	1991-05-18	05:13	20429	3376	N32W85	X2.8/2B		
6	1991-06-04	03:41	131163	165816	N30E65	X12/3B	+	
7	1991-06-06	01:09	130439	186980	N33E44	X12/4B	+	
8	1991-06-09	01:39	73994	23630	N34E04	X10/3B	+	
9	1991-06-11	02:06	45671	10025	N31W17	X12/3B	+	
10	1991-10-24	02:38	33967	10637	S15E60	X2.1/3B		
11	1992-11-02	02:49	41312	12000	S23W90	X9/2B	+	
12	2001-04-02	21:48	24952	2733	N17W78	X20/—		
13	2002-07-23	00:31	14821	709	S13E72	X4.8/2B		
14	2002-08-24	01:00	11477	493	S02W81	X3.1/1F		+
15	2005-01-20	06:46	84500	50000	N14W61	X7.1/2B		+
16	2006-12-13	02:47	13594	12141	S06W24	X3.4/4B	GLE	
17	2000-11-08	23:28	—	—	N20W66	M7.4/1N	+	
18	2001-04-18	02:15	48	—	S23W117	C2.2		+
19	2001-12-26	05:06	764	111	N08W54	M7.1/1B		+

Все события в верхней части таблицы сопровождались рентгеновскими вспышками балла X и почти все, кроме № 14, яркими вспышками в H α . Из таблицы следует, что 10 из 16 приведенных событий (62,5%) с мощными коротковолновыми всплесками дали мощные потоки протонов на орбите Земли. В связи с событиями №№1, 10, 13 (18,8%) протонные потоки были явно ослаблены из-за их расположения вспышек восточнее долготы E57. Как показал анализ, выполненный И.М. Чертоком, событие № 12 в действительности дало мощные протонные потоки и не вошло в списки [5, 17] по неясным

причинам, а протонные потоки в связи с событиями №№ 4 и 5 были зарегистрированы, но были мягки и невелики. Причины низкой протонной продуктивности этих двух событий пока неясны (напр., возможна неблагоприятная конфигурация магнитного поля между Солнцем и Землей, из-за чего протонный поток мог миновать Землю), и их анализ – дело будущих исследований. Таким образом, 14 из 16 событий (87,5%) с мощными коротковолновыми всплесками оказалось и потенциальными источниками мощных потоки протонов высоких энергий на орбите Земли, а в 68,8% случаев такие потоки были зарегистрированы.

С другой стороны, события в нижней части таблицы соответствуют мощным протонным потокам, а коротковолновые всплески оказались не столь мощными или просто слабыми. В случае № 18 очевидная причина этого – закрытие низкого коротковолнового радиоисточника солнечным лимбом. В событии № 19 потоки на 35 и 80 ГГц были существенно ниже критерия отбора, но все же значительны; не исключено, что порог в критерии сильно завышен. Событие же № 17 является явным исключением. Насколько нам известно, его солнечный источник до настоящего времени не исследован.

Таким образом, налицо преимущественное соответствие мощных коротковолновых всплесков мощным потокам протонов на орбите Земли. Однако есть относительно небольшое число событий, для которых эта закономерность не выполняется.

4.6. Обсуждение и выводы

Протонное событие 20 января 2005 г. было мощной протонной *вспышкой*, а протоны высоких энергий, долетевшие до Земли, были ускорены не на ударном фронте КВМ, а непосредственно во вспышке, в пределах магнитосферы активной области на относительно небольших высотах. Более того, событие 20 января 2005 г. было *типичной протонной вспышкой*, и, по-видимому, относится к выраженному классу солнечных экстремальных событий. Их вероятными признаками являются вспышки в тенях пятен, мощные радиовсплески со спектральным максимумом в миллиметровом диапазоне. Ввиду наличия мощных потоков частиц высоких энергий с высокой проникающей способностью вероятна и эмиссия в белом свете (белые вспышки I типа).

В работе [5] на основе корреляции радиовсплесков II типа, быстрых КВМ и GLE, напротив, утверждается, что всплески II типа и GLE имеют общий источник – ударную

волну перед фронтом КВМ. Также возлагая ответственность за ускорение протонов на КВМ, Кэлер [14] объяснял корреляцию интенсивных микроволновых всплесков и протонных потоков “синдромом большой вспышки” (Big Flare Syndrome – BFS), т.е. тем, что всякую большую вспышку обычно сопровождает ряд различных проявлений, которые могут быть непосредственно и не связанными друг с другом. По нашему мнению, как раз BFS и может быть причиной корреляции всплесков II типа, быстрых КВМ и GLE, на которую указывают Гопалсвами с соавторами [5]. Известно, что для связанных со вспышками КВМ характерны большие скорости и ускорения, чем для КВМ без вспышек. Швестка [24] объясняет эти различия существенной разницей магнитных полей в области эрупции: выброс связанных со вспышками, более быстрых КВМ происходит над активными областями, в противоположность второй группе КВМ. Нам представляется естественным, что в событиях, происходящих в сильнейших магнитных полях, высвобождаемая энергия максимальна; максимален и темп ее выделения. Это обуславливает, с одной стороны, эффективное ускорение больших количеств частиц до высоких энергий и достигающих орбиты Земли, а с другой – значительное абсолютное количество энергии, перешедшей в кинетическую и, соответственно, быстрое ускорение КВМ и образование ударной волны, а также значительное число электронов, захваченных на ее фронте, благодаря чему при этом наблюдаются и интенсивные всплески II типа.

Те данные, которыми мы располагаем, не позволяют, однако, исключить возможности доускорения протонов на ударном фронте КВМ. Но если это действительно так, то при этом “затравочную популяцию” составляют уже протоны, ускоренные во вспышке до субрелятивистских энергий, так что на долю доускорения на ударном фронте приходится набор энергии не более чем в 10–20 раз. Но для реализации такого двухступенчатого ускорения необходимо, чтобы частицы вошли в область, где они могли бы набрать энергию за счет многократных отражений от ударной волны и магнитного поля, под малым углом к ним, а это условие выполнить непросто. Так или иначе, наш анализ показывает, что попытки приписать ускорение фоновых частиц до релятивистских энергий только лишь механизму ускорения на фронте ударной волны перед КВМ едва ли продуктивны. Более перспективным представляется анализ возможного вклада этого механизма, который может быть разным для разных событий, условий и диапазонов энергий частиц.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Возможности радионаблюдений для изучения эруптивных явлений далеко не исчерпаны. Более того, они еще не в полной мере реализованы.

Как показывают приведенные результаты, даже измерения интегрального радиопотока на нескольких частотах диапазона 1–10 ГГц информативны. Однако многочастотные радионаблюдения с пространственным разрешением были бы намного информативнее как для изучения кинематики корональных выбросов, так и для их диагностики, и тем намного ценнее.

5.1. Задачи и требования

1. Эрупции протуберанцев, волокон, спреи

- диагностика плазмы
- кинематика

2. Димминги

3. Корональные волны

- Нужны двумерные изображения
- Интервал ~ 1 мин.
- Ряд частот диапазона 1–10 ГГц
- Достаточные чувствительность и динамический диапазон
- Важны наблюдения в линии HeII 304 Å с интервалом 1–10 мин.

4. Протонные события

В настоящее время имеются измерения интегральных потоков USAF RSTN Radio Solar Telescope Network на частотах 245, 410, 610, 1415, 2695, 4995, 8800, 15400 МГц. Для прогноза и диагностики протонных событий измерений интегральных потоков радиоизлучения достаточно. Но для вспышек в тенях пятен, которые редки, но весьма опасны потоками протонов высоких энергий, важны

- Более высокие частоты 20 – 100 ГГц
- Измерения сильных магнитных полей, которых в настоящее время тоже нет. MDI измеряет поля не выше 2500 Гс, нет измерений ни в Кисловодске, ни в Маунт Вилсон.
- Есть лишь время принять меры до следующего солнечного максимума.

Мы перечислили ряд задач и представляющиеся на данный момент оптимальными для их решения наблюдения. Для их организации требуются силы и время, но, в первую очередь, понимание их важности как для фундаментальных, так и для практических целей. Однако уже в настоящее время есть возможности прогресса в этих направлениях. В частности, наблюдения в нескольких азимутах на РАТАН-600 дают принципиальную возможность обнаружения эруптивных протуберанцев, волокон, спреев и диммингов. В случае удачи многоволновые наблюдения на РАТАН-600 позволили бы выполнить диагностику их физических параметров. Это касается не только новых наблюдений, но и данных прежних лет. Обнадеживают также планы сооружения новых (FASR) и модернизации существующих (ССРТ) радиогелиографов. Однако имеется явный пробел в наблюдениях на высоких частотах, в настоящее время ведущихся лишь в Нобеема (35 и 80 ГГц) в интервале 22–07 UT, что, на наш взгляд, требует особого внимания.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор благодарен всем коллегам, совместно с которыми выполнены представленные исследования, и в первую очередь А.М. Уралову, В.Г. Курт, И.В. Кузьменко и И.М. Чертоку, а также всем инструментальным группам, чьи данные использованы в настоящей работе. SOHO – проект международной кооперации между ESA и NASA. Работа частично поддержана грантами РФФИ 06-02-16239, 06-02-16295, 07-02-00101 и программами РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля” и “Плазменная гелиофизика”.

-
1. В.Н. Боровик, *Астрофиз. исслед.*, Изв. САО, **13**, 17, (1981).

2. J.-P. Delaboudinière, in *Coronal and Stellar Mass Ejections*, ed. K. Dere, J. Wang, Y. Yan (Cambridge: Cambridge University Press), 178, (2005).
3. G.A. Dulk, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 169, (1985).
4. N. Gopalswamy, Y. Hanaoka, *Astrophys. J.*, **498**, L179, (1998).
5. N. Gopalswamy, H. Xie, S. Yashiro, I. Usoskin, 29th Int. Cosmic Ray Conf., **1**, 169, (2005).
6. V.V. Grechnev, S.V. Lesovoi, G.Ya. Smolkov, B.B. Krissinel, V.G. Zandanov, A.T. Altyntsev, N.N. Kardapolova, R.Y. Sergeev, A.M. Uralov, V.P. Maksimov, B.I. Lubyshev, *Solar Phys.*, **216**, 239, (2003).
7. V.V. Grechnev, A.M. Uralov, V.G. Zandanov, N.Y. Baranov, K. Shibasaki, *PASJ*, **58**(1), 69, (2006).
8. V. Grechnev, A. Uralov, I. Kuzmenko, I. Chertok, K. Shibasaki
http://solar.nro.nao.ac.jp/meeting/nbym06-1/Grechnev_20060315_2.ppt
9. V. Grechnev, V. Kurt, A. Uralov, H. Nakajima, A. Altyntsev, L. Kashapova, N. Meshalkina et al. http://solar.nro.nao.ac.jp/meeting/nbym06-1/Grechnev_20060315_1.ppt
10. V.V. Grechnev, V.G. Kurt, I.M. Chertok, A.M. Uralov, H. Nakajima, A.T. Altyntsev, A.V. Belov, B.Y. Yushkov, S.N. Kuznetsov, L.K. Kashapova, N.S. Meshalkina, N.P. Prestage, *Solar Phys.*, *submitted*, (2007).
11. V.V. Grechnev, V.G. Kurt, I.M. Chertok, A.M. Uralov, H. Nakajima, A.T. Altyntsev, A.V. Belov, B.Y. Yushkov, S.N. Kuznetsov, L.K. Kashapova, N.S. Meshalkina, N.P. Prestage, *Solar Phys.*, *submitted*, (2007).
12. Y. Hanaoka, H. Kurokawa, S. Enome, H. Nakajima, K. Shibasaki, M. Nishio et al., *PASJ*, **46**, 205, (1994).
13. Y. Hanaoka, T. Shinkawa, *Astrophys. J.*, **510**, 466, (1999).
14. S.W. Kahler, *AGU Geophysical Monograph Ser.*, **125**, 109, (2001).
15. N.N. Kardapolova, S.V. Lesovoi, T.P. Borisevich, N.G. Peterova, B.I. Ryabov, *Proc. IAU Symp.* 223, 2004, edited by A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, and A.G. Kosovichev, 265, (2004).
16. S.N. Kuznetsov, V.G. Kurt, B.Yu. Yushkov et al., 9th Int. Cosmic Ray Conf., **1**, 49, (2005).
17. M.A. Livshits, A.V. Belov, *Astron. Rep.*, **48**(8), 665, (2004).
18. B.C. Low, *Astrophys. J.*, **254**, 796, (1982).
19. H. Nakajima, M. Nishio, S. Enome, K. Shibasaki, T. Takano, Y. Hanaoka et al., *Proc. IEEE*, **82**(5), 705, (1994).

20. Nobeyama Radio Polarimeters Event List, [http:// solar.nro.nao.ac.jp/norp/html/event/](http://solar.nro.nao.ac.jp/norp/html/event/)
21. M. Shimojo, NoRH Observations of Prominence Eruption, <http://solar.nro.nao.ac.jp/meeting/nbym04/index.html>, (2004).
22. G.M. Simnett, *Astron. Astrophys.*, **445**, 715, (2006).
23. G.Ia. Smolkov, A.A. Pistolkors, T.A. Treskov, B.B. Krissinel, V.A. Putilov, *Astrophys. Space Sci.*, **119**, 1, (1986).
24. Z. Švestka, *Space Sci Rev.*, **95**, 135, (2001).
25. A.M. Uralov, S.V. Lesovoi, V.G. Zandanov, V.V. Grechnev, *Solar Phys.*, **208**, 69, (2002).
26. A.M. Uralov, V.V. Grechnev, H.S. Hudson, *Journal of Geophys. Res.*, **110**(A5), A05104. doi: 10.1029/2004JA01095, (2005).
27. V.G. Zandanov, S.V. Lesovoi, *Proc. Nobeyama Symp.*, Kiyosato, Japan, ed. T. S. Bastian, N. Gopalswamy, K. Shibasaki, NRO Report 479, 37, (1999).
28. В.Г. Занданов, С.В. Лесовой, А.М. Уралов, Труды международной конференции по солнечной физике “Структура и динамика солнечной короны” памяти проф. Г.М. Никольского, Троицк, Моск. обл., октябрь 1999, 236, (1999).
29. И.М. Черток, В.В. Гречнев, *АЖ*, **80**(11), 11, (2003).
30. <http://svs.gsfc.nasa.gov/vis/a000000/a003100/a003161/>

MULTI-FREQUENCY RADIO OBSERVATIONS IN STUDIES OF SOLAR ERUPTIVE PHENOMENA

V. V. Grechnev

Three recent studies of solar events associated with ejecta are reviewed. They have been carried out by a research team of the Institute of Solar-Terrestrial Physics in cooperation with a number of Russian and foreign researchers on the basis of radio observations at several fixed frequencies using data of other spectral domains. Multi-frequency observations allow identifying mechanisms of radio emission and estimating magnetic fields, parameters of thermal plasma and non-thermal electrons. The review presents three studies of eruptive phenomena based on data of Nobeyama Radioheliograph and Radio Polarimeters (NoRH: 17 and 34 GHz, NoRP: 7 frequencies of 1–80 GHz range), SSRT (5.7 GHz), and Ussuriysk total flux records at 10.7 cm. Potential of radio observations for both basic study of solar eruptive phenomena and practical aims of their forecast is shown to be not exhausted, but even only partially actualized. Importance for these purposes is shown of heliographic observations at several frequencies in a range of 1–10 GHz, and of patrol observations at long millimeters without spatial resolution, for diagnostics of powerful proton events. Task and requirements of such observations are specified. A conclusion is also drawn about importance of observations in He II 304 Å line with a time resolution of order 1 min and measurements of strong magnetic fields in solar active regions for early forecast of probable powerful proton flares.

О современном представлении о солнечной вспышке

И. М. Подгорный^{1, *} А. И. Подгорный^{2, **}

¹*Институт Астрономии РАН, Москва, 119107, Россия*

²*Физический институт им. Лебедева РАН, Москва, 119 991, Россия*

Типичная вспышка характеризуется тремя одновременно функционирующими источниками жестких излучений: 1) Тепловое рентгеновское излучение из коронального источника с температурой 10 - 20 кэВ и концентрацией $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$; расположенного над активной областью, 2) Рентгеновское излучение в основании петли, вызванное ускоренными в короне до энергии 100 - 200 кэВ пучками электронов; 3) Потоки релятивистских протонов (~ 10 ГэВ), приходящих к Земле, а также вызывающих на поверхности Солнца ядерные реакции с выходом гамма-излучения. Генерация всех трех типов жесткого излучения описывается электродинамической моделью солнечной вспышки, основанной на аккумуляции энергии в магнитном поле коронального токового слоя. Необходимым элементом токового слоя является нормальная компонента магнитного поля. Она ответственна за генерацию продольных токов, в которых ускоряются пучки электронов. Возникновение токового слоя в короне над активной областью перед вспышкой показано в численном трехмерном МГД моделировании, в котором задавались реальные фотосферные поля и реальные возмущения фотосферы в предвспышечном состоянии. При вертикальном положении токового слоя электродинамическая сила ускоряет плазму в токовом слое вверх и вниз. Плазма, ускоренная вверх, выбрасывается в межпланетное пространство.

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечная вспышка представляет собой внезапное возникновение ряда физических процессов вследствие взрывного выделения энергии в короне над активной областью.

* Electronic address: podgorny@inasan.ru

** Electronic address: podgorny@fian.fiandns.mipt.ru

Многолетние наблюдения вспышки в видимой области спектра не позволили понять природу вспышки, т. к. выделение энергии в короне сопровождается быстрым нагревом плазмы до температуры в несколько кэВ, когда все вещество полностью ионизовано, а видимое излучение является следствием вторичных процессов, происходящих в основном на поверхности Солнца. Только исследования вспышек в рентгеновском излучении и радиодиапазоне в сочетании с численными экспериментами, использующими для задания граничных и начальных условий карты магнитного поля в предвспышечном состоянии, позволили построить модель так называемой стандартной, или лучше говорить, элементарной вспышки. Дело в том, что временной ход жесткого рентгеновского излучения вспышки показывает, что обычно первичное энерговыделение не бывает однократным. Сложная вспышка является результатом наложения нескольких элементарных вспышек, отчетливо различимых на временных развертках рентгеновского и микроволнового излучения. Причем отдельные (элементарные) вспышки могут возникать с интервалом порядка десятка минут. В сложной вспышке невозможно понять связи отдельных явлений (импульсов мягкого и жесткого рентгеновского излучения, различных типов радиоизлучения, выбросов корональной массы, генерации космических лучей и др.), сопровождающих быстрое выделение энергии над активной областью в короне. Последовательность этих явлений и их физика могут быть поняты только при детальном изучении однократного выделения, характерного для элементарной вспышки. Каждая вспышка обладает своими особенностями, поэтому, описывая солнечную вспышку, необходимо четко сформулировать общие закономерности этого физического явления. Индивидуальность вспышки является как следствием условий ее наблюдения (поток релятивистских протонов наблюдается только во вспышках, происшедших в западной части солнечного диска, когда местоположение вспышки и наблюдатель связаны линией спирального межпланетного поля; при вспышках в центре диска корональный выброс может быть незамечен на фоне яркой солнечной поверхности), так и различным развитием взрывного процесса и его последствий. Например, эффективное ускорение коронального выброса происходит только при вертикальном положении токового слоя. В работе [1] стандартной (точнее элементарной) вспышкой называется вспышка с однократным импульсом жесткого ($h\nu > 20$ кэВ) рентгеновского излучения длительностью ~ 1 мин и одновременным появлением импульса континуума радиоизлучения в диапазоне нескольких мегагерц такой же длительности. Типичным примером элементарных

вспышек являются так называемые гомологенные вспышки. Такие одиночные вспышки возникают над одной и той же активной областью с интервалом в несколько часов. Они очень похожи друг на друга, хотя и такие вспышки обладают своими индивидуальными особенностями.

2. РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Наиболее важная информация была получена в последние годы при регистрации жесткого рентгеновского излучения. Было показано, что рентгеновский источник возникает в короне над магнитной аркой активной области. Этот корональный источник обладает температурой в несколько кэВ и концентрацией плазмы порядка 10^{12}см^{-3} . Одновременно регистрируется рентгеновское излучение, вызванное пучками электронов, высыпавшимися на поверхность Солнца вдоль линий магнитного поля арки. Энергия этих электронов превышает 100 кэВ. Чаще всего регистрируются два поверхностных источника, расположенных в подножьях магнитной петли. На рис. 1а показан спектр рентгеновского излучения вспышки 23 июля 2003 г. по данным аппарата RHESSI [2, 3]. Отчетливо видно наложение спектра теплового излучения коронального источника, обладающего температурой в 3.1 кэВ и излучения со степенным спектром. Этот степенной спектр излучают источники на поверхности Солнца. Таким образом, следует однозначный вывод, что при вспышке происходит быстрое нагревание плотного образования плазмы в короне и одновременное ускорение электронов вдоль линий магнитного поля. Из баланса магнитного газодинамического давления $B^2/8\pi = nkT$ следует, что магнитное поле, удерживающее горячую плазму коронального источника, составляет около 300 Гаусс. Это значение поля согласуется с трехмерными МГД расчетами образования токового слоя над активной областью за счет возмущений, регистрируемых на поверхности Солнца.

3. КОНТИНУУМ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ.

Из всего многообразия типов радио излучения остановимся здесь на высокочастотном континууме, который является характерной особенностью фазы взрывного выделения энергии. В элементарной вспышке импульс высокочастотного континуума возникает в короне над активной областью одновременно с импульсом жесткого рентгеновского

излучения длительностью порядка минуты [1]. Он регистрируется на частотах выше 1.5 ГГц с максимумом около 10-15 ГГц. Возникает соблазн объяснить континуум излучением из токового слоя в момент его взрывного распада. Поскольку циклотронная частота электронов в токовом слое много меньше плазменной частоты, то излучаемые частоты должны быть близки к плазменным $f_p = (4\pi ne^2/me)^{1/2}$ и соответствовать диапазону концентраций в источнике от $3 \times 10^{10} \text{см}^{-3}$ до $2 \times 10^{12} \text{см}^{-3}$. Эти данные, а также совпадение положений рентгеновского и высокочастотного радио источников, позволяют проверить выводы теории об образовании над активной областью токового слоя, в котором происходит взрывная диссипация энергии. Таким образом, для полного согласования результатов наблюдений и теоретической модели вспышки необходимо убедиться, что излучение высокочастотного континуума происходит из токового слоя. Доказательство совпадения положения коронального источника рентгеновских лучей и источника радио излучения на частоте 5.7 ГГц было получено в измерениях на иркутском радиотелескопе [4, 5]. Для подтверждения выводов теории необходимо показать, что эти совпадающие источники находятся в токовом слое.

4. СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Потоки релятивистских протонов начинают генерироваться одновременно со стартом вспышки и продолжают поступать на орбиту Земли в течение многих десятков минут. Оказалось, что релятивистские протоны на фронте потока (так называемая быстрая компонента), приходящие вдоль линии межпланетного магнитного поля обладают экспоненциальным спектром, а запаздывающая компонента имеет степенной спектр [6]. Расчеты показали, что экспоненциальный спектр быстрой компоненты, несущей информацию о механизме ускорения в момент вспышки, должен формироваться при ускорении протонов электрическим полем, направленным вдоль особой линии токового слоя. Что касается степенного спектра запаздывающей компоненты, то он, по-видимому, указывает на ускорение частиц в ударной волне или на диффузию частиц, захваченных в ловушечную конфигурацию магнитной петли. Типичные спектры быстрой и запаздывающей компонент показаны на рис. 2.

5. ВЫБРОС КОРОНАЛЬНОЙ МАССЫ

Связь выброса корональной массы со вспышкой явилась предметом наиболее жарких дискуссий. В настоящее время не вызывает сомнений, что мощные солнечные вспышки всегда сопровождаются корональным выбросом, и ускорение коронального вещества начинается одновременно с возрастанием импульса рентгеновского излучения (Рис. 3). Энергия выброса может составлять до 10^{32} эрг, а скорость превышать скорость солнечного ветра. Корональный выброс ответственен за наиболее мощные возмущения магнитосферы Земли. Для многих вспышек достоверно зарегистрировано одновременное появление вспышки и выброса, причем ускорение выброса происходит непосредственно в короне [8], т. е. корональный выброс нельзя объяснить выбрасыванием магнитного жгута из под фотосферы за счет плавучести. Отношение энергий вспышки и выброса может меняться в широких пределах. Численное МГД моделирование показало, что при вертикальном положении токового слоя ускоренная вверх плазма должна выбрасываться в межпланетное пространство, а ускоренная вниз формировать послевспышечную петлю.

Долгое время связь вспышки с корональным выбросом подвергалась в ряде работ сомнению. Сомнения возникали из-за различия в условиях наблюдения. Вспышка хорошо наблюдается на диске Солнца, а выброс корональной массы лучше всего наблюдать тогда, когда он происходит вблизи лимба.

6. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПОСЛЕВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Послевспышечные петли состоят из множества тонких светящихся нитей совпадающих с линиями магнитного поля над активной областью. Диаметр нитей обычно не превышает угловой секунды, т. е. определяется пределом разрешающей способности инструментов. Этим, по-видимому, объясняется постоянство диаметра отдельной светящейся нити, несмотря на большой градиент поля вдоль нити. Температура плазмы в светящейся нити значительно ниже температуры короны, а плотность значительно выше. Нити хорошо наблюдаются в линиях трех-четырёхкратно ионизированного кислорода. Источником такой плазмы может быть только хромосфера. Заполнение нитей плазмой происходит благодаря хромосферному испарению при вспышке при высыпании на поверхность Солнца пучков быстрых электронов, образующих поверхностные

источники жесткого рентгеновского излучения. Однако остается не ясным, почему инжекция нагретой хромосферной плазмы осуществляется из отдельных точек. Испаренное хромосферное вещество растекается вдоль линии поля, заполняя трубку с линиями магнитного поля. Этот процесс был исследован в численном МГД эксперименте [7]. Заполнение плазмой трубки приводит к частичному вытеснению из нее магнитного поля. Равновесие устанавливается, когда сумма давления плазмы и магнитного поля внутри трубки уравнивается магнитным давлением вне ее. Т. о. такую заполненную плазмой светящуюся трубку правильнее называть не магнитной, а диамагнитной.

7. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВСПЫШКИ

Электродинамическая модель вспышки [9–12] основана на результатах численного МГД моделирования образования ТС над активной областью. Было показано, что ТС возникает перед вспышкой в короне в окрестности особой линии магнитного поля при фокусировке возмущений, приходящих от фотосферы, в частности при всплывании нового магнитного потока, противоположно направленного старому потоку активной области [13]. Простейшей особой линией является нулевая линия X-типа. ТС устойчиво существует длительное время, и в его магнитном поле запасается энергия. Трехмерные МГД расчеты для реальных вспышек показали, что в магнитном поле ТС запасается энергия $\sim 10^{32}$ эрг (рис. 16) [8], быстро выделяющаяся при солнечной вспышке, когда ТС переходит в неустойчивое состояние.

Высокая устойчивость ТС при его образовании обусловлена присутствием в ТС нормальной составляющей магнитного поля (ТС не является нейтральным) и течением плазмы вдоль слоя. Затем наступает квазистационарная эволюция ТС, в ходе которой полная масса плазмы в ТС медленно падает со временем вследствие эжекции из ТС потока плазмы, ускоренной силой магнитного натяжения. Происходит перераспределение плотности плазмы по толщине слоя так, что плотность плазмы в центре слоя практически не меняется, а вблизи его границы падает. В результате такой эволюции ТС переходит в неустойчивое состояние, и происходит быстрая диссипация магнитной энергии, запасенной в поле ТС [14]. Численное моделирование перехода устойчивого слоя, стабилизированного течением плазмы, в неустойчивое состояние встречает ряд технических трудностей. Попытка моделирования распада ТС в короне была предпринята в

Японии, однако, в качестве начального состояния задавался не реальный устойчивый ТС, в поле которого накапливается энергия, а заведомо неустойчивый слой с нормальной компонентой магнитного поля, равной нулю [15].

Главным механизмом диссипации при взрывном распаде слоя является пересоединение, вызывающее нагревание плазмы в окрестности особой линии. Модель солнечной вспышки показана на рис. 4а. В зависимости от начальной конфигурации поля активной области и характера возмущений фотосферы в предвспышечном состоянии, ТС может быть наклоненным под различным углом к поверхности Солнца. При вертикальном положении ТС, показанного на рис. 4, солнечная вспышка и корональный выброс возникают одновременно в едином взрывном процессе. Плазма со скоростью V_{in} втекает в ТС с обеих его сторон вместе с вмороженными линиями магнитного поля и после пересоединения линий поля растекается вдоль ТС вверх и вниз (рис. 4б). При этом сила $-\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c$ ускоряет плазму, и поток плазмы вверх приводит к эжекции солнечного вещества в межпланетное пространство - возникает корональный выброс. Плазма, ускоренная вниз, образует вместе с сокращающимися линиями магнитного поля послевспышечные петли. Возникновение при вспышке потока плазмы из области пересоединения вниз было показано в работе Мак-Кензи и Хандсона [16]. Накопление над вершиной петли пересоединившихся линий поля должно привести к возрастанию светящейся петли. Нагревание плазмы за счет быстрого магнитного пересоединения при распаде токового слоя обеспечивает высокую температуру над петлей, а, следовательно, возникновение там рентгеновского излучения, впервые зарегистрированного на аппарате Yohkoh [17, 18].

Важной особенностью корональных ТС является генерация в слое электрического поля Холла $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/nc$, направленного вдоль слоя в ту же сторону, что и ускоряющийся вдоль ТС поток плазмы. Вследствие высокой анизотропии проводимости плазмы в магнитном поле короны поле Холла генерирует электрические токи вдоль линий магнитного поля, пересекающих ТС. Продольные токи и их направление показаны на рисунке жирными линиями. Эти токи замыкаются в хромосфере токами Педерсена благодаря присутствию там нейтральных атомов. Электроны, ускоренные в направленном вверх продольном токе, высыпаятся в хромосферу и вызывают свечение вспышечных лент и жесткое рентгеновское излучение на поверхности Солнца. Процесс генерации свечения здесь аналогичен механизму, вызывающему полярные сияния [19]. В типичном случае

энергия может достигать сотни кэВ. Высыпание быстрых электронов вызывает хромосферное испарение и наполнение петли потоком относительно холодной плазмы из хромосферы [20].

Диссипация магнитной энергии при втекании плазмы в вертикальный ТС вместе с замороженными линиями магнитного поля должна привести к часто наблюдаемому явлению - расхождению вспыхивающих петель. Действительно, по мере того как происходит пересоединение противоположно направленных линий магнитного поля, в слой поступают новые линии магнитного поля. При этом основания вспыхивающей петли остаются замороженными в плотное вещество Солнца, а вместе с новыми поступающими в слой линиями продольные токи должны смещаться друг относительно друга. Вместе с токами должны смещаться и потоки ускоренных электронов, высыпавшихся на поверхность Солнца, и происходит расхождение лент. Для слоя, расположенного горизонтально, возможно сближение лент, т. к. в этом случае в слой поступают новые линии поля из вершины петли [11].

Условия для генерации частиц сверхвысоких энергий - солнечных космических лучей создаются в окрестности особой линии магнитного поля. В частном случае это линия нулевого магнитного поля. На рис. 4 особая линия перпендикулярна плоскости рисунка. Электрическое поле $-\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ возникает при втекании плазмы в ТС. Оно направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Здесь \mathbf{V} - скорость втекания плазмы в слой, т. е. скорость пересоединения; \mathbf{B} - магнитное поле ТС. Частицы (ионы и электроны) могут ускоряться вдоль особой линии в ее окрестности в электрическом поле $-\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$. При максимальной скорости втекания, близкой к альфвеновской скорости, энергия протонов в принципе может превзойти сотни ГэВ. Частицы, находящиеся дальше от особой линии, дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях и выходят из области ускорения, не приобретая максимальной энергии. Т. о., энергия, освобождающаяся при распаде ТС, расходуется на вспышку, корональный выброс массы и генерацию солнечных космических лучей. Часть ускоренных протонов, попадая на поверхность Солнца, вызывает ядерные реакции, сопровождаемые γ -излучением. Следовательно, длительность γ -излучения определяется длительностью генерации солнечных космических лучей.

8. ОБСУЖДЕНИЕ

Попытки понять физику вспышки и КВМ, чаще всего, направлены на изобретение возможных конфигураций магнитного поля и токовых систем, способных вызвать взрывное выделение энергии в короне. Однако применимость построенных таким образом моделей требует знания магнитных полей над активной областью. К сожалению, возможность измерения магнитного поля в короне отсутствует, и поэтому необходимо выполнить для этой цели трехмерный МГД расчет, используя в качестве граничных условий фотосферные измерения магнитных полей перед вспышкой. Численное моделирование позволяет получить потенциальное магнитное поле за несколько дней до вспышки и вычислить токовые системы, которые возникают из-за фотосферных возмущений. Трехмерные численные эксперименты показали высокую устойчивость токового слоя, которая обеспечивается присутствием в токовом слое нормальной компоненты магнитного поля и течения плазмы вдоль слоя. Устойчивость слоя позволяет накопить энергию для вспышки и коронального выброса. Распад слоя обусловлен его переходом в неустойчивое состояние, когда выброс плазмы под действием силы $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c$ перестает компенсироваться ее втеканием в слой [14].

Некоторые авторы утверждают, что причиной распада токового слоя является внезапное падение проводимости из-за развития аномального сопротивления. Такое заключение противоречит природе аномального сопротивления. Аномальное сопротивление проявляется, когда токовая скорость электронов превосходит некоторое критическое значение V_{cr} . Обычно рассматривается $V_{cr} \sim (kT/m_i)^{1/2}$. Появление аномального сопротивления должно предотвратить рост токовой скорости, ограничив ее значением V_{cr} , но не вызывать катастрофическое падение проводимости, вызывающее взрывное освобождение энергии. Для $n \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 3 \text{ кэВ}$ ограничение плотности тока наступает при $j \sim 20 \text{ А/см}^{-3}$.

Рассмотренные выше результаты наблюдений подтверждают электродинамическую модель вспышки. Однако, до последнего времени никто не получал прямого подтверждения того, что энергия выделяется в самом токовом слое. Сейчас такое подтверждение получено. Показано, что положение токового слоя совпадает с центром эмиссии высокочастотного радио континуума [21]. Необходимо подчеркнуть, что модель описывает так называемые стандартные [1] или элементарные вспышки с одиночным им-

пульсом выделения энергии (Рис. 5). Этот рисунок демонстрирует типичный сценарий элементарной вспышки, однако каждая вспышка демонстрирует свои индивидуальные особенности. Не все вспышечные эффекты обязательно сопровождают каждую вспышку. Мощные вспышки чаще всего представляют собой наложение нескольких элементарных вспышек. Возникает несколько импульсов жесткого рентгеновского излучения и высокочастотного континуума.

Более сложный характер демонстрируют медленно развивающиеся вспышки (long duration event). Их особенность, по-видимому, связана с двумя обстоятельствами: медленным развитием неустойчивости токового слоя и/или длительным удержанием горячей плазмы в магнитном поле ловушечной конфигурации (магнитной петле). Импульс высокочастотного радио континуума на фазе возрастания рентгеновского излучения и само рентгеновское излучение может длиться часами. На фазе затухания наблюдается шумовая радио буря (эмиссия type I типа) [1]. Это медленно дрейфующее (от ~ 350 кГц до ~ 200 кГц) излучение генерируется над токовым слоем. В интервале 100 - 600 кГц наблюдаются зебра структуры [22]. Они вызываются быстрыми электронами, захваченными в магнитной петле. Авторы работы [22] объясняют зебра структуры излучением в линиях, кратных циклотронной частоте $f = n f_B$ в тех местах магнитной арки, где осуществляется резонанс $n f_B = (f_p^2 + f_B^2)^{1/2}$. Здесь, f_p^2 и f_B^2 - плазменная и циклотронная частоты, n - целое число.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, грант № 06-02-16006.

-
1. Benz A.O., Grigis P.C., Csillaghy A., and Saint-Hilaire P., 2005, Solar Phys., **226**, 121
 2. Lin R.P., Krucker S., Hurford G.J., *et al.*, 2003, Astrophys. J., **595**, L69
 3. Holman G.D., Sui L., Schwariz R.A., and Emslie A.G., 2003, Astrophys. J., **595**, L97
 4. Grechnev V.V. and Nakajima H., 2003, Astrophys. J., **566**, 539
 5. Altynsev A.T., Grechnev V.V., and Nakajima H., *et al.*, 1999, Astr. Astrophys. Sup. Ser., **135**, 415
 6. Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В., Мингалев О.В., Подгорный А.И. и Подгорный И.М., 2005,

- Астрон. Журн., **82**, 940
7. Подгорный А.И. и Подгорный И.М., 2002, Астрон. Журн., **79**, 73
 8. Zhang J., Dere K.P., and Howard R.A. *et al.*, 2001, *Astrophys. J.*, **599**, 452
 9. Подгорный А.И. и Подгорный И.М., 2001, Астрон. Журн., **78**, 71
 10. Bilenko I.A., Podgorny A.I. and Podgorny I.M., 2002, *Solar Phys.*, **207**, 323
 11. Podgorny A.I., 1989, *Solar Phys.*, **123**, 285
 12. Подгорный А.И. и Подгорный И.М., 2006, Астрон. Журн., **83**, 640
 13. Подгорный А.И. и И.М. Подгорный., Астрон. журн., 2001, **78**, 71
 14. Podgorny A.I., 1989, *Solar Phys.*, **123**, 285
 15. Yokoyama T. and Shibata K., 1998, *Astrophys. J.*, **459**, L113
 16. McKenzie D.E. and Hudson. H.S., 2001, *Earth, Planet, Space.*, **53**, 577
 17. Masuda S., Kosugi T., and Hara H., 1994, *et al. Nature*, **371**, 495
 18. Tsuneta S., Masuda S., and Kosugi T., *et al.*, 1997, *Astrophys. J.*, **478**, 787
 19. Podgorny A.I., Dubinin E.M., Israilevich P.L., and Nikolaeva N.S., 1988, *Geophys. Res. Letts.*, **13**, 1538
 20. Подгорный А.И. и И.М. Подгорный. 1999, Астрон. Журн., **76**, 696
 21. Подгорный И.М., Подгорный А.И., и Мешалкина Н.С., 2006, в: "Солнечная активность как фактор космической погоды". Труды международной конференции по физике Солнца. изд. Пулковго ГАО РАН, 565.
 22. Aurass H., Klein K.L., Zlotnik E.Ya., Zaitsev V. V., 2003, *Astron. Astrophys.*, **410**, 1001

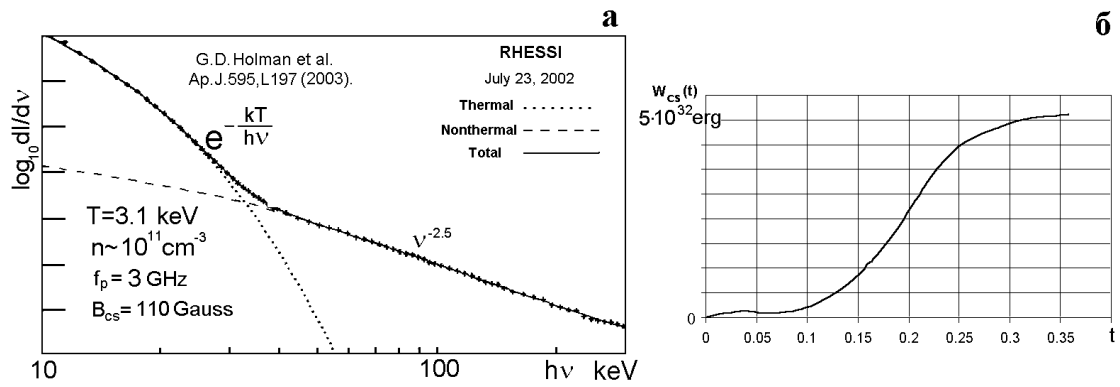


Рис. 1. а) Суммарный спектр коронального и фотосферных источников. б) Расчетное накопление энергии в магнитном поле ТС перед вспышкой.

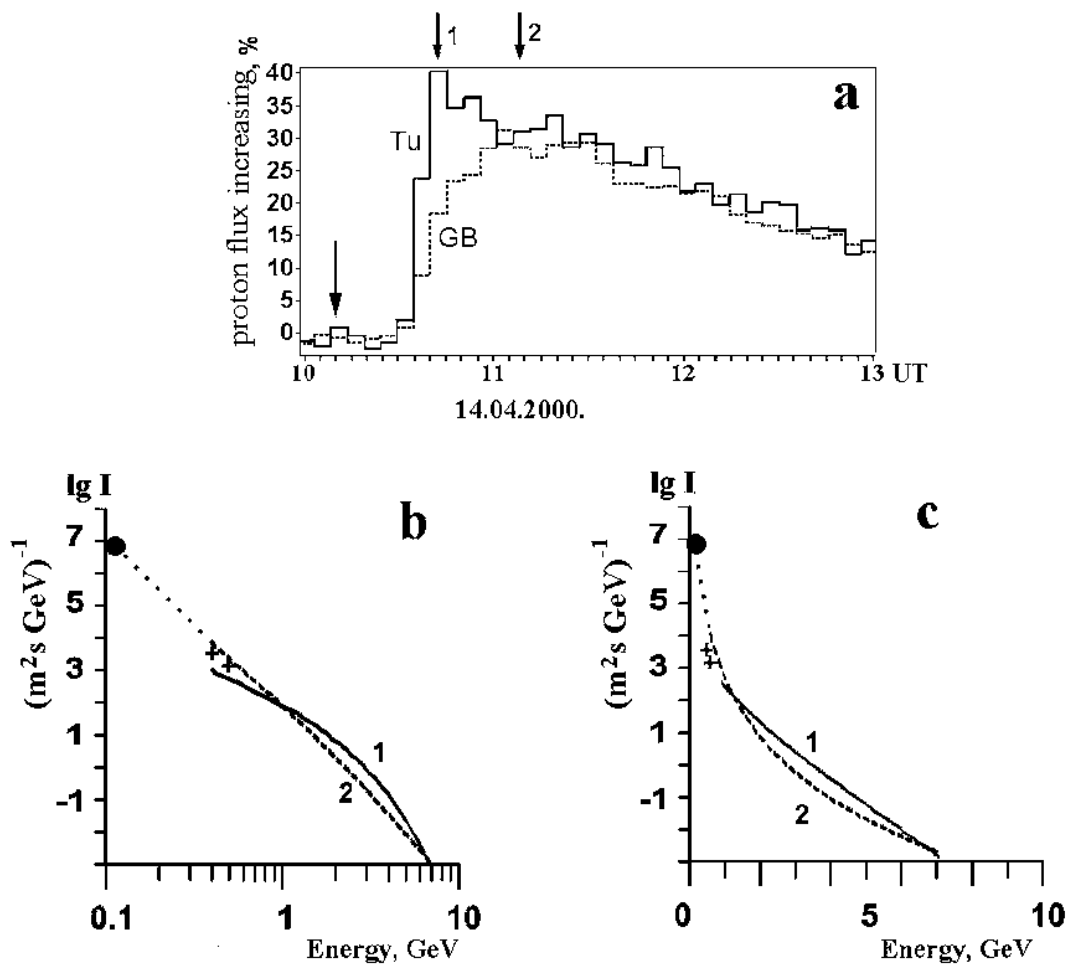


Рис. 2. а) Поток релятивистских протонов и б, с) спектры быстрой (1) и запаздывающей (2) КОМПОНЕНТ.

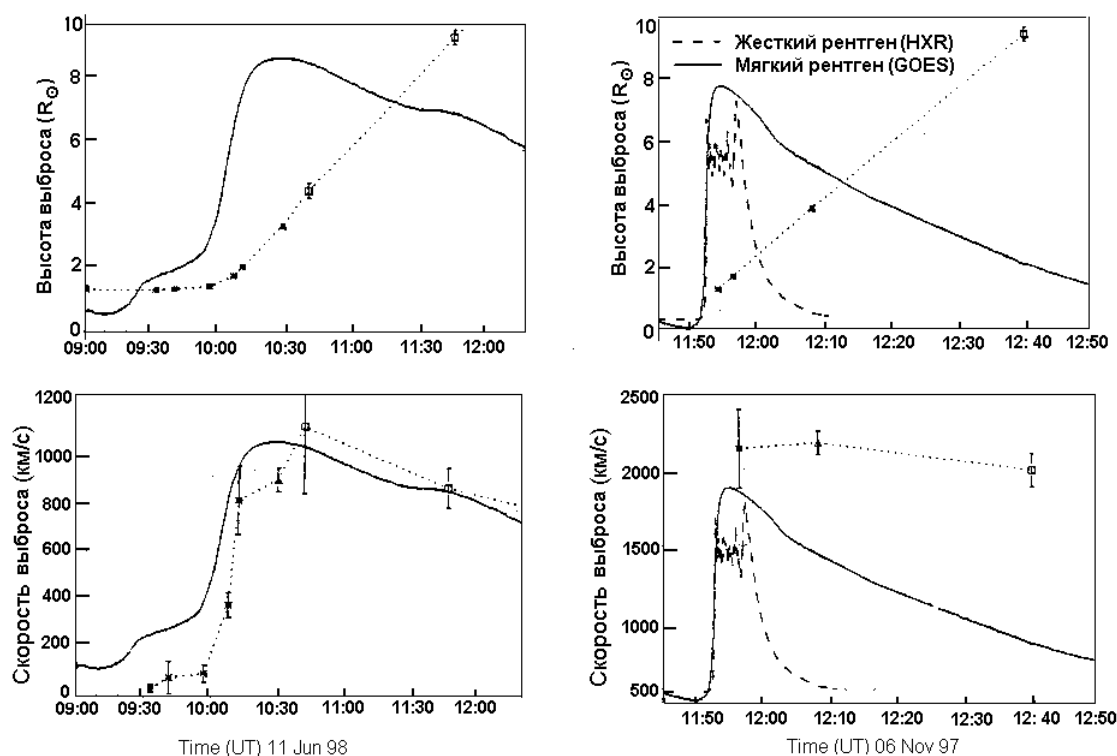


Рис. 3. Рентгеновское излучение (сплошные линии) выброс корональной массы согласно работе Zhang *et al.*

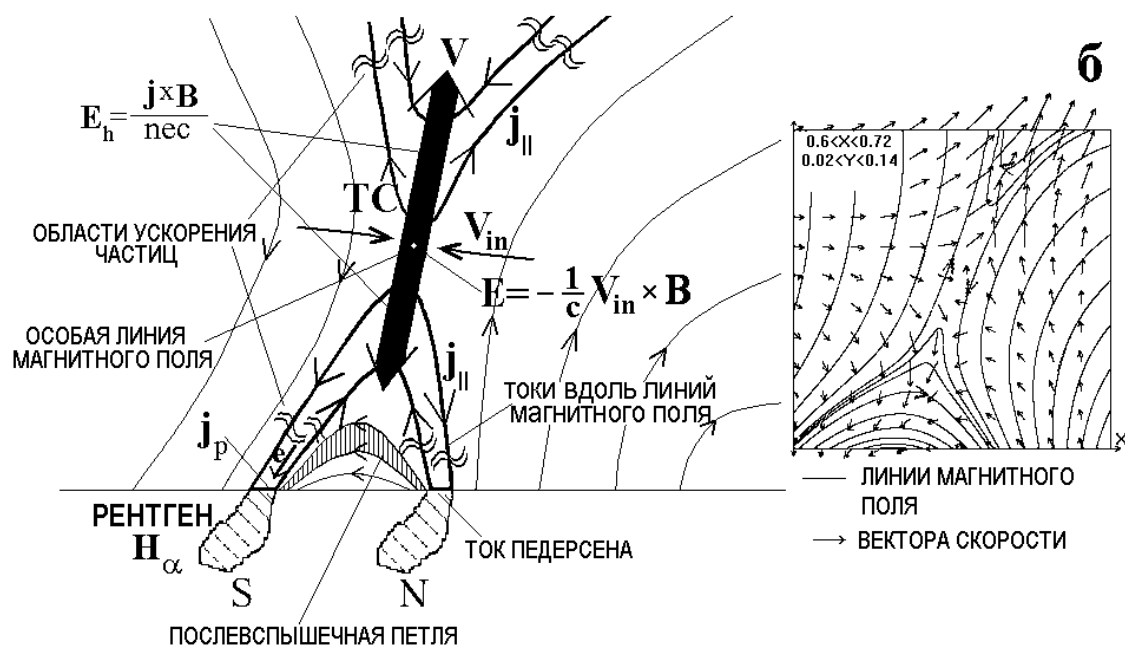


Рис. 4. а) Электродинамическая модель вспышки. Тонкими линиями и стрелками показаны линии магнитного поля. Жирными линиями и стрелками показаны продольные токи. б) Линии магнитного поля и вектора скорости в токовом слое.

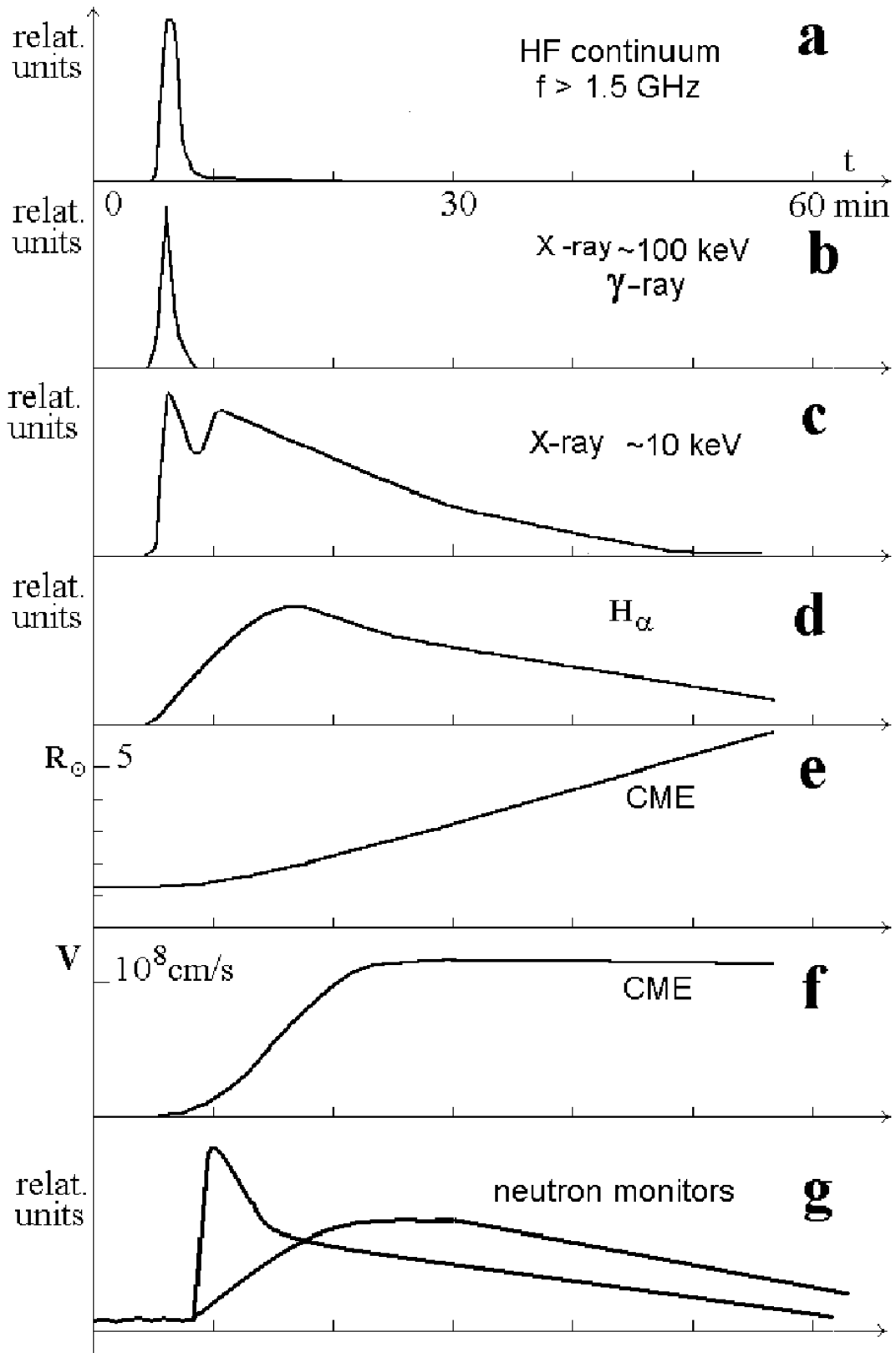


Рис. 5. Развитие элементарной солнечной вспышки.

Спиральные корональные лучи как индикаторы солнечного ветра

Б.П. Филиппов

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Троицк, Россия*

Исследовалась форма тонких корональных лучей, наблюдаемых в поле зрения коронографа C3 LASCO космической обсерватории SOHO, при прохождении их над полярными областями вследствие вращения Солнца. Лучи, достаточно быстро перемещающиеся по позиционному углу, имеют кривизну, направленную выпуклостью в сторону движения. Это свидетельствует о динамической природе искривления лучей. Картина наглядно иллюстрирует идею Паркера об образовании спиральных силовых линий межпланетного магнитного поля. Однако величина отклонения от радиальности превышает в 2-3 раза те значения, которые следуют из простого соотношения о сохранении вращательного момента струей газа, испускаемой вращающимся телом.

1. ВВЕДЕНИЕ

Горячая корональная плазма не может быть удержана гравитационным полем Солнца, и поэтому она постепенно просачивается в межпланетное пространство. Существование непрерывного потока плазмы от Солнца было предсказано теоретически Паркером (1958), а вскоре подтверждено экспериментально во время полета станций Луна-3, Венера-1 и Mariner-2. Солнечный ветер был зарегистрирован космическими зондами *in situ*, начиная с расстояний 0,3 а. е. (Helios) до 90 а. е. (Voyager-1) как вблизи плоскости эклиптики, так и вдали от нее (Ulysses). Параметры ветра сильно меняются даже в эпоху минимальной активности, причем распределены они не равномерно по всему интервалу возможных значений, а группируются в два кластера, соответствующие двум типам солнечного ветра - медленному, со средней скоростью потока около 350 км/с и

плотностью около 10 частиц в одном кубическом сантиметре, и быстрому, со скоростями 400 - 800 км/с, но пониженной плотностью $\sim 3 \text{ см}^{-3}$.

Быстрый ветер, можно сказать, атрибут спокойного Солнца. Он возникает в той части короны, где силовые линии магнитного поля с поверхности уходят в межпланетное пространство ("открытое" поле). Обычно такие области открытых силовых линий имеют пониженную плотность плазмы и выглядят темными образованиями на рентгеновских и ультрафиолетовых изображениях короны. По этой причине они получили название корональных дыр. Медленный ветер образуется над областями закрытого магнитного поля, силовые линии которого обоими концами закреплены в фотосфере. Такая структура поля характерна для активных областей и полосы вдоль крупномасштабных линий раздела полярностей, которые в короне проявляются в виде поясов стримеров. Неясно, каким образом частицы ускользают из ловушек магнитного поля, происходит это непрерывно или отдельными порциями в нестационарных процессах, подобно каплям воды, срывающимся с тающих крыш.

Ни один космический аппарат еще не приближался к Солнцу ближе 0,3 а. е. (~ 60 солнечных радиусов R), хотя несколько миссий готовятся исследовать солнечную корону *in situ*: Solar Orbiter должен выйти на спирально сжимающуюся орбиту и долететь до $15R$, а Solar Probe - пролететь сквозь корону на расстоянии $4R$ от поверхности. Экспериментальных данных об ускорении солнечного ветра, поэтому, немного, в основном теоретические модели приходится проверять по тому, какие параметры ветра они дают на большом удалении от источника. Сведения о процессах вблизи Солнца удается получать пока только косвенными методами. К ним относится радиопросвечивание потоков плазмы солнечного ветра (Бу, Хаббал, 1999; Лотова и др., 2005). Радиосигнал от естественного источника или космического аппарата, проходя через неоднородности космической плазмы, испытывает небольшие доплеровские сдвиги частоты, в результате чего возникают сцинтилляции, амплитуда которых пропорциональна величине флуктуаций электронной плотности вдоль луча зрения.

Изображения короны в белом свете, которые получали во время полных солнечных затмений, были не в состоянии дать ответ на вопрос: статична видимая корона или это динамическое стационарное образование. Только коронографы LASCO космической обсерватории SOHO, имеющие хорошее пространственное и временное разрешение, дали возможность непосредственно видеть непрерывное истечение солнечной плазмы в межпланетное пространство (Шили и др., 1997). Радиальное движение от затмевающего диска к внешней границе поля зрения столь очевидно, что можно безошибочно определить направление хода времени при прямом и обратном прокручивании

видеоматериала. Движение становится заметным на расстоянии $2-3R$ от поверхности Солнца. В поле зрения коронографа C1 ($1,1-2,8R$) никаких признаков начала движения не заметно. Движущиеся уплотнения (blobs) вытянуты в радиальном направлении до расстояний $1R$ и довольно узки ($\sim 0,1 R$) в поперечном. Они возникают, в основном, над заостренными вершинами (каспами) корональных стримеров. Скорость на высоте $5R$ составляет около 150 км/с , на удалении в $25R$ - 300 км/с . Среднее значение ускорения, таким образом, равно примерно 4 м с^{-2} .

Наблюдения с помощью коронографов LASCO подтверждают высказываемые и ранее предположения, что корональные стримеры являются источниками медленного солнечного ветра. Процесс ускорения плазмы до сверхзвуковой скорости происходит в поле зрения приборов и может быть исследован достаточно детально. В корональных дырах, где, как полагается, ускоряется быстрый ветер, плотность слишком мала для того, чтобы существующие коронографы могли зарегистрировать какие-либо движения.

2. ВРАЩЕНИЕ СОЛНЦА И ВЕТЕР

Поскольку Солнце вращается, траектория потока частиц, истекающих из некоторой точки поверхности, приобретает вид спирали (рис. 1), хотя каждая частица движется примерно радиально (начальная азимутальная скорость $\sim 2 \text{ км/с}$ мала по сравнению с радиальной скоростью солнечного ветра). Силовые линии вмороженного в плазму магнитного поля совпадают с траекторией потока и тоже имеют форму спирали (Паркер, 1958). Измерения вектора магнитного поля на межпланетных космических станциях в целом согласуются с этим представлением (Кляйн и др., 1987; Смит, Байбер, 1991). Но о том, что происходит в непосредственной близости от Солнца, пока нет достоверных сведений. Теоретический анализ показывает, что благодаря наличию магнитного поля у Солнца до расстояния в $10-20R$ может существовать область «коротации» истекающей корональной плазмы (Вебер, Дэвис, 1967). Хотя магнитная сила меньше сил газового давления и гравитации, действующих в радиальном направлении, ее влияние существенно для азимутальной компоненты уравнений движения. За счет этого уносится дополнительный момент импульса Солнца, что может сказаться на его скорости вращения на интервале времени, соизмеримом с его возрастом.

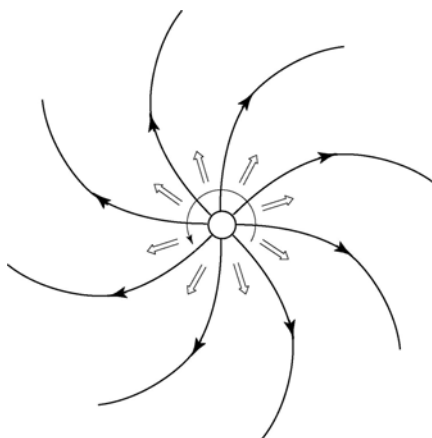


Рис. 1: Вид силовых линий магнитного поля, уносимых радиальными потоками солнечного ветра, в плоскости, параллельной экваториальной.

Раз пока нет измерений *in situ*, можно попытаться извлечь какую-то информацию о том, что происходит вблизи Солнца из телескопических наблюдений. Отдельные корональные лучи прослеживаются вплоть до границы поля зрения коронографа LASCO 30R. Если бы такой коронограф находился над полюсами Солнца, можно было бы надеяться увидеть картину, похожую на рис. 1. Но SOHO располагается в плоскости эклиптики, которая почти перпендикулярна оси вращения Солнца. К сожалению, единственный космический аппарат, который вышел далеко из плоскости эклиптики, “Ulysses”, не имеет на борту коронографа.

Малая оптическая толщина короны, приводящая к наложению большого числа структур на луче зрения, затрудняет определение истинной трехмерной формы стримера. Существует мнение, что видимая форма возникает благодаря наличию складок тонкого плазменного слоя, проектирующихся на картинную плоскость (Ванг и др., 1997; Кучми и др., 1999). Противоположная точка зрения предполагает, что форма стримера близка к осесимметричной с осью, направленной вдоль радиуса из центра Солнца (Кучми и др., 1994). Тонкий луч, тянущийся из вершины луковичного стримера, похож на спицу. Возможно, существуют и те, и другие типы образований, а в некоторых случаях частокол из выстроенных в ряд радиальных лучевых структур можно считать упорядоченной последовательностью отдельных “спиц” или сплошным слоем с сильной неоднородностью плотности. Исследуемые в данной работе структуры скорее относятся к первому типу, они мало меняются по виду при вращении вместе с Солнцем, чего трудно ожидать от вида складки сложной поверхности при изменении ракурса.

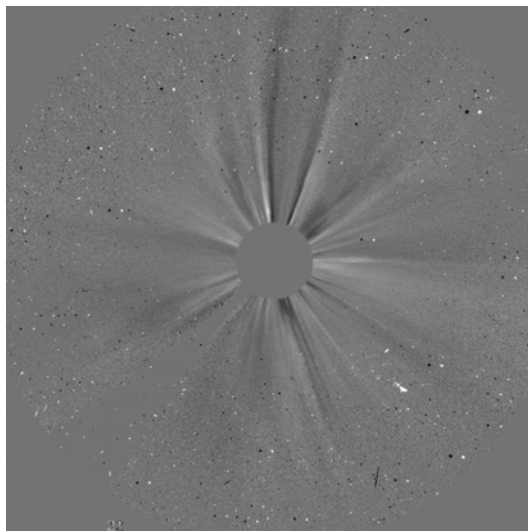


Рис. 2: Разностное изображение солнечной короны 23 сентября 1999 г., представляющее собой разность двух снимков коронографа LASCO C3 на SOHO, полученных в 12:42 UT и 21:42 UT. (SOHO - совместный проект ESA и NASA).

В минимуме активности плотные корональные лучи прижаты к экваториальной плоскости. Их возможная кривизна никак не может быть зарегистрирована при луче зрения, лежащем вблизи плоскости эклиптики. В максимуме активности корональные структуры распределены по всему лимбу. Большие корональные лучи, стримеры, наблюдаются на всех широтах, в том числе над полюсами. Форма приполярных лучей, очевидно, не может быть подвержена заметному влиянию вращения Солнца из-за малости момента импульса. Кроме того, при высокой активности большое число корональных структур накладывается друг на друга вдоль луча зрения, затрудняя определение точной формы луча, а частые корональные выбросы, возмущая огромные участки короны, не дают возможности проследить за эволюцией отдельного луча в течение длительного времени. Наиболее благоприятными для исследования формы корональных лучей на большом удалении оказываются периоды роста и спада активности, когда корональные лучи наблюдаются над умеренными широтами. При вращении Солнца лучи умеренных широт могут в определенные моменты проектироваться на полярные области лимба, и в это время их возможное спиральное искривление должно проявляться лучше всего.

3. ГЕОМЕТРИЯ СПИРАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ

На рис. 2 приведено разностное изображение солнечной короны 23 сентября 1999 г., представляющее собой разность двух снимков коронографа LASCO C3, полученных с

интервалом в 9 часов. Серый круг в центре закрывает область диаметром около $8R$. В верхней части снимка, над северным полюсом Солнца, видно два заметно искривленных луча, причем кривизна их противоположна. Из-за вращения Солнца, за время, прошедшее между моментами снимков, лучи сместились. Более раннее положение лучей представлено темными структурами (негативное изображение), а более позднее – светлыми. Как видно, левый луч смещался влево и, следовательно, находился на дальней стороне Солнца, а правый луч – вправо и, следовательно, находился на ближней стороне. Оба луча, таким образом, перемещаются выпуклой стороной вперед, как и должно быть при закручивании струи плазмы при вращении источника. Очень хорошо это видно при просмотре фильма по наблюдениям за 23-25 сентября.

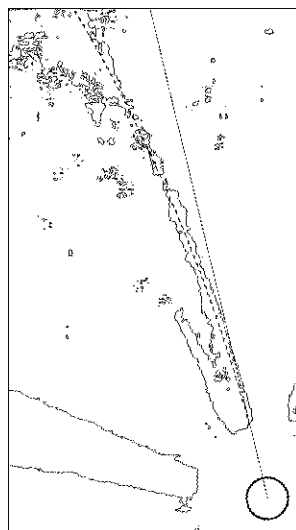


Рис. 3: *Изофота коронального луча по снимку короны в 03:18 UT 20 сентября. Пунктир обозначает осевую линию луча, более мелким пунктиром показано радиальное направление.*

Кривизну отдельного луча можно измерять по отклонению l от радиуса, проведенного через основание луча у края затмевающего диска, на различном удалении r_p от центра диска (рис. 3). Однако для получения истинной кривизны необходимо учесть геометрические искажения, возникающие при проектировании наклонного луча на картинную плоскость. Если измерения проводятся при положении луча вблизи центрального меридиана, то есть над полюсом, основное искажение вносится за счет его наклона к оси вращения. Для коррекции необходимо знать гелиографическую широту, на которой расположен стример. При вращении Солнца луч перемещается вдоль конической поверхности с углом раствора, определяемым широтой, на которой он расположен. Если бы можно было проследить за отдельным лучом на протяжении полного оборота Солнца,

луч совершил бы в картинной плоскости полный цикл колебания внутри сектора, угол которого равен двойному дополнительному углу к широте положения луча. К сожалению, проследить даже хотя бы за половиной оборота луча довольно трудно из-за взаимного наложения разных структур и возмущений в короне. Тем более, что наиболее благоприятная долгота для измерения кривизны лучей – вблизи центрального меридиана, а для определения широты основания луча – вблизи западного или восточного лимба. Однако, широту расположения луча можно определить по скорости его перемещения по позиционному углу (Аджабширизаде, Филиппов, 2004).

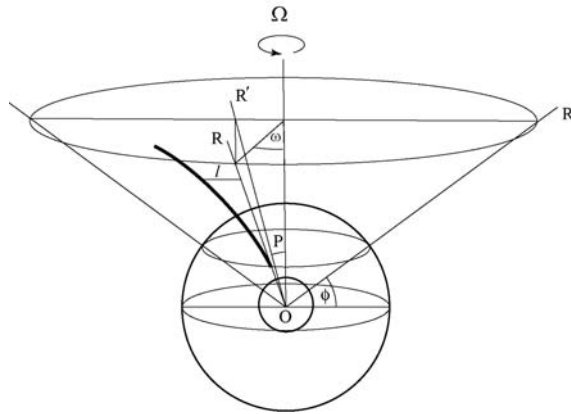


Рис. 4: Схема вращения коронального луча (жирная линия) вдоль конической поверхности.

Позиционный угол P между проекцией OR' радиуса OR на картинную плоскость и осью вращения Солнца (рис. 4) равен

$$\sin P = \cos \varphi \sin \omega , \quad (1)$$

где $\omega = \Omega (t - t_0)$ – угол между радиусом OR и центральным меридианом (долгота), Ω – угловая скорость вращения Солнца, t_0 – момент прохождения радиусом OR центрального меридиана, φ – угол между радиусом OR и экваториальной плоскостью (широта). Продифференцировав (1) по времени, получим

$$\cos \varphi = \frac{\cos P}{\Omega \cos \omega} \frac{dP}{dt} , \quad (2)$$

или, выразив $\cos \omega$ из (1),

$$\cos \varphi = \sqrt{\left(\frac{\cos P}{\Omega} \frac{dP}{dt} \right)^2 + \sin^2 P} . \quad (3)$$

Угол ψ отклонения луча от радиальности в плоскости, касательной к конической поверхности в месте расположения луча, определяется производной

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{dl}{dr} , \quad (4)$$

где l – отклонение луча от радиуса (рис. 4). При проектировании на картинную плоскость l и r подвергаются видимому сокращению в соответствии с формулами:

$$l_p = \frac{l}{\cos \omega} \quad (5)$$

$$r_p = r \frac{\sin \varphi}{\cos P} . \quad (6)$$

То есть с учетом проекции на картинную плоскость

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin \varphi}{\cos \omega \cos P} \frac{dl_p}{dr_p} , \quad (7)$$

или, исключая с помощью (1) ω ,

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\sin 2\varphi}{2 \cos P \sqrt{\cos^2 \varphi - \sin^2 P}} \frac{dl_p}{dr_p} . \quad (8)$$

4. КРИВИЗНА ЛУЧЕЙ В СЕНТЯБРЕ 1999

Нами была прослежено перемещение четырех лучей с хорошо заметной кривизной, наблюдавшихся в поле зрения коронографа LASCO C3 в сентябре 1999 г. В табл. 1 приведены широты лучей φ , вычисленные по формуле (3). P_1 – позиционный угол, для которого определено значение dP/dt как линейная аппроксимация по методу наименьших квадратов по нескольким соседним точкам. Период вращения Солнца взят равным 27,7 дней. Это значение получено по корональным данным (Люис и др., 1999). Ошибки определялись по среднеквадратичному отклонению отдельных точек от аппроксимирующей прямой.

Осевая линия луча (рис. 3) аппроксимировалась полиномом третьей степени по методу наименьших квадратов

$$l_p = a + b r_p + c r_p^2 + d r_p^3, \quad (9)$$

где l_p – измеренное в картинной плоскости отклонение осевой кривой от радиуса. P_2 в табл. 1 – позиционный угол луча в момент измерения его кривизны. Расчеты показали (табл. 1), что последний член в разложении (9) существенно меньше остальных в исследуемом интервале расстояний от Солнца. Тогда тангенс угла ψ отклонения оси луча от радиуса линейно растет с удалением от

$$\operatorname{tg} \psi = b + k_1 r, \quad (10)$$

где с учетом (6), (8) и (9)

$$k_1 = \frac{\sin 2\varphi \sin \varphi}{\cos^2 P \sqrt{\cos^2 \varphi - \sin^2 P}} c. \quad (11)$$

Значения коэффициента k_1 приведены в табл. 1. Именно такая линейная зависимость $\operatorname{tg} \psi$ от расстояния r следует из сохранения момента импульса струи газа, удаляющейся от вращающегося тела. Совпадение функциональной зависимости угла отклонения луча от радиуса с ожидаемым для струи ветра, позволяет говорить о качественном согласии наблюдаемой картины с теоретическими представлениями. Для количественного сравнения надо знать скорость струи плазмы внутри луча.

При просмотре кинофильма хорошо видно, что вдоль оси луча постоянно течет поток вещества. Чтобы измерить скорость приходится выбирать моменты, когда в потоке имеются достаточные неоднородности, которые можно было бы сравнительно легко идентифицировать на неподвижных изображениях. Для более уверенной идентификации делались разностные изображения: из каждого последующего изображения вычиталось предыдущее. Несмотря на разброс точек, скорость в каждом из лучей можно считать постоянной на этом интервале (рис. 5). Данные о скорости движения неоднородностей в картинной плоскости также приведены в табл. 1. Полученные значения согласуются с результатами других исследователей (Шири и др., 1997; Тэппин, Симметт, 1998; Ванг и др., 1998; Тэппин и др., 1999).

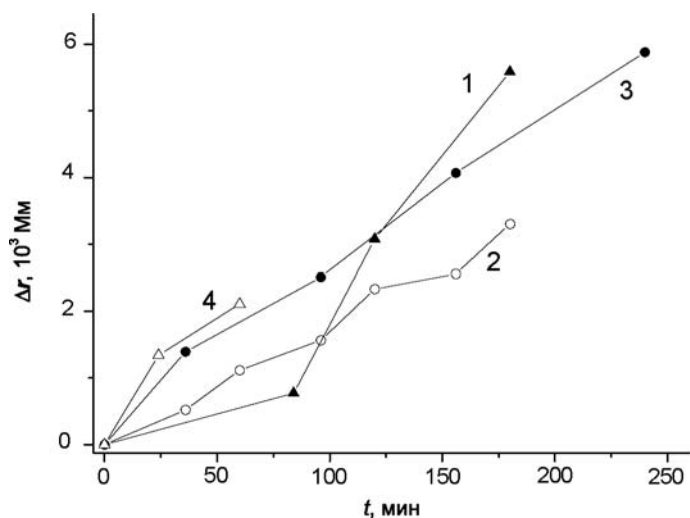


Рис 5: Зависимость от времени смещений узлов яркости внутри лучей. Цифры обозначают номер луча в соответствии с табл. 1.

Таблица 1: Измеренные и вычисленные параметры корональных лучей

№ луча	1	2	3	4
Дата прохождения через центральный меридиан	21.09.99	20.09.99	23.09.99	03.10.99
Полусфера	N	N	N	S
P_1 , град.	8	343	3	202
dP/dt , 10^{-3} рад час $^{-1}$	-7.0 ± 0.6	-4.2 ± 0.2	6.3 ± 0.5	-1.4 ± 0.1
φ , град.	41 ± 5	58 ± 3	48 ± 4	71 ± 5
P_2 , град.	13.5	340	3	197
$k_1 \cdot 10^3$	5 ± 1	15 ± 3	20 ± 10	30 ± 30
v_p км с $^{-1}$	500 ± 150	170 ± 10	280 ± 20	370 ± 20
$k_2 \cdot 10^3$	2 ± 1	$5,2 \pm 0,6$	$3,3 \pm 0,5$	$1,6 \pm 0,4$

Угол ψ отклонения струи плазмы от радиуса, истекающей со скоростью v на широте φ , выражается как

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\Omega r}{v}, \quad (12)$$

или с учетом проекции скорости на картинную плоскость

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{\Omega r \sin 2\varphi}{2v_p \cos P} = k_2 r \quad (13)$$

Коэффициенты k_2 приведены в последнем столбце табл. 1. Сравнение их с коэффициентами k_1 , полученными из анализа формы лучей показывает, что все они, по крайней мере, в 2-3 раза меньше последних. Различия больше статистической ошибки, которая достаточно велика. Для луча 4, имеющего самый невыгодный для измерений ракурс, она достигает 100%.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы исследовали форму тонких корональных лучей, наблюдаемых в поле зрения коронографа C3 LASCO космической обсерватории SOHO, при прохождении их над полярными областями вследствие вращения Солнца. Лучи слегка искривлены и всегда имеют выпуклость, направленную в сторону перемещения по позиционному углу. Измерения показывают, что лучи имеют спиральную форму с тангенсом угла к радиальному направлению, линейно увеличивающимся с расстоянием. Такая зависимость качественно соответствует сохранению момента импульса струей газа, испускаемой вращающимся телом, однако величина отклонения от радиальности превышает в 2-3 раза те значения, которые следуют из закона сохранения.

Если расхождение не является результатом каких-то неучтенных систематических ошибок, напрашивается вывод, что движение вдоль коронального луча - не просто свободное расширение плазмы в вакуум, и в этом процессе участвуют еще какие-то силы. Оценки показывают, что на расстоянии $2-10R$ энергия магнитного поля не превосходит тепловую или кинетическую энергию плазмы, но отношение не сильно отличается от единицы (Гари, 2001). Следовательно, магнитное поле способно оказывать влияние на траекторию движения плазмы. Принято считать, что магнитное поле играет существенную роль в потере Солнцем момента импульса при истечении ветра (Десслер, 1967). В данном случае мы вынуждены констатировать, что момент импульса фрагмента, движущегося вдоль луча, наоборот, уменьшается с удалением. Это возможно, если силовые линии магнитного поля не радиальны, а изогнуты, причем в большей степени, чем следовало бы для истечения со скоростью, которая наблюдается внутри луча. Может быть, такая структура поля сформирована более медленным потоком плазмы, окружающим луч, хотя такая картина противоречит традиционным представлениям о том, что медленный ветер сосредоточен в стримерах, а быстрый - в окружающем пространстве.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 06-02-16424) и Программы фундаментальных исследований Президиума РАН № 16.

- Аджабширизаде, Филиппов (Ajabshirizadeh A., Filippov B.), 2004, *Solar Phys.* **221**, 283
- Ванг и др. (Wang Y.-M. et al.), 1997, *Astrophys. J.* **485**, 875
- Ванг и др. (Wang Y. M., Sheeley N. R., Jr., Walters J. H., Brueckner G. E. et al.), 1998, *Astrophys. J.* **498**, L165
- Вебер, Дэвис (Weber E. J., Davis L.), 1967, *Astrophys. J.* **148**, 217
- Ву, Хаббал (Woo R., Habbal S. R.), 1999, *Geophys. Res. Lett.* **26**, 1793
- Гари (Gary G. A.), 2001, *Solar Phys.* **203**, 71
- Десслер (Dessler A. J.), 1967, *Rev. Geophys.* **5**, 1
- Кляйн и др. (Klein L. W., Burlaga L. F., Ness N. F.), 1987, *J. Geophys. Res.* **92**, 9885
- Кучми С.Л., Кутвицкий В. А., Молоденский М. М., Соловьев Л.С., 1994, *Астрон. журн.* **71**, 476
- Кучми С. Л., Молоденский М. М., Мацуура О. Т., Пикассио Э., 1999, *Письма в Астрон. журн.* **25**, 305
- Лотова Н. А., Владимирский К. В., Обридко В. Н., Филиппов Б. П., Корелов О. А., 2005, *Письма в Астрон. журн.* **31**, 611
- Люис и др. (Lewis D. J., Simnett G. M., Brueckner G. E., Howard R. A., Lamy P. L., Schwenn R.), 1999, *Solar Phys.*, **184**, 297
- Паркер (Parker E. N.), 1958, *Astrophys. J.*, **128**, 664
- Смит, Байбер (Smith C. W.; Bieber J.W.), 1991, *Astrophys. J.* **370**, 435
- Тэппин и др. (Tappin S. J., Simnett G. M., Lyons M. A.), 1999, *Astron. Astrophys.* **350**, 302
- Тэппин, Симнетт (Tappin S. J., Simnett G. M.), 1998, in A. Wilson (ed.), *Proc. 31st ESLAB Symp. (ESA-SP-415)*, ESA, Noordwijk, The Netherlands, p. 117
- Шили и др. (Sheeley N. R., Jr. et al.), 1997, *Astrophys. J.* **484**, 472

Исследование корональных дыр в различных диапазонах длин волн

Ю.С. Шугай¹ И.С. Веселовский^{1,2}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобелевца МГУ

²Институт космических исследований РАН

В работе сравниваются площади корональных дыр, измеренные по изображениям Солнца, полученным с КА SOHO/EIT на длинах волн 284 Å (Fe XV) и 195 Å (Fe XII), а также по изображениям, полученным в обсерватории Kitt Peak на длине волны 10830 Å (He I). Выявлены элементы сходства и различия в характере корреляционной связи в этих спектральных диапазонах длин волн.

1. ВВЕДЕНИЕ

Корональные дыры (КД) - крупномасштабное явление в солнечной атмосфере. Обычно они наблюдаются в короне и верхних слоях хромосферы. Температура и плотность плазмы в них несколько ниже, чем в окружающих участках пространства. КД располагаются над униполярными областями фотосферного магнитного поля и являются источником рекуррентных потоков высокоскоростного солнечного ветра [1]. На изображениях, получаемых в инфракрасной линии 10830 Å (He I), КД видны на диске Солнца как яркие области [2]. В ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах длин волн КД видны как большие темные области, где яркость короны ослаблена. В этих диапазонах длин волн КД обычно имеют четкие границы, и их интенсивность меньше половины интенсивности спокойной короны. Границы КД становятся нечеткими около лимба из-за рассеяния от спокойной короны или активных областей. Обычно границы КД, когда она проходит около центрального меридиана, хорошо видны [3], [4].

В работе [5] показано, что для больших КД наблюдается хорошее соответствие между площадями КД, определенными по изображениям, полученным в мягком рентгене и в инфракрасной линии 10830 Å. Для небольших низкоширотных КД такого соответствия не наблюдается.

В работе [6] сравнивались площади КД в линиях 10830 Å (He I), 171 Å (Fe IX, X), 284 Å (Fe XV) и 195 Å (Fe XII). Авторами было выявлено две группы КД, отличающихся

характером изменения площади с высотой. У КД первой группы площадь с высотой не меняется или возрастает, а у КД второй группы площадь с высотой уменьшается. Такое поведение площади КД авторы объясняют различием магнитной структуры Солнца в области КД этих групп. КД первой группы являются областями с открытой магнитной конфигурацией. Магнитная структура КД второй группы на верхних уровнях не может считаться полностью открытой.

Дальнейшее исследование найденных различий площадей КД в различных спектральных диапазонах может дать дополнительную информацию о структуре замкнутых и открытых конфигураций магнитного поля в окрестности корональных дыр. Кроме того, площадь КД можно использовать совместно с другими параметрами КД для прогноза характеристик рекуррентных потоков СВ на околоземной орбите [7]. Цель данного сообщения состоит в том, чтобы на основе опубликованных данных провести сравнения суммарных площадей КД, вычисленных по изображениям, полученным в различных спектральных диапазонах. Сравнивались площади КД в период спада солнечной активности (2003 год), когда на Солнце существовали долгоживущие низкоширотные КД. Суммарные площади КД рассчитывались по изображениям Солнца, полученным с космического аппарата SOHO телескопом EIT на длинах волн 284 \AA и 195 \AA . Площади КД, полученные по изображениям Солнца на длине волны 10830 \AA были взяты с сайта в обсерватории Kitt Peak (<ftp://nsokp.nso.edu>).

2. ДАННЫЕ И ИХ ОБРАБОТКА

Деление атмосферы Солнца на спокойные и активные участки, а также на корональные дыры носит несколько условный характер. Оно зависит от выбора критериев, однозначная и четкая количественная формулировка которых, как правило, отсутствует. Выборка таких критериев может быть сделана на основе некоторых физических принципов. Наиболее объективным способом упорядочивания и классификации мог бы быть анализ безразмерных масштабных параметров. Поскольку такой анализ до сих пор не проводился, приходится использовать более субъективные оценки. В данной работе корональными дырами называются участки на изображении Солнца с яркостью (интенсивностью) ниже пороговой. Пороговая интенсивность вычисляется по формуле: $I_{\text{пор}} = k * I_{\text{max}}$, где I_{max} - максимальная интенсивность изображения, а k - пороговый

коэффициент разный для изображений, полученных на разных длинах волн. Пороговый коэффициент k был принят равным 0.20 для длины волны 284 Å и 0.15 для длины волны 195 Å. Для автоматического распознавания КД на изображениях, получаемых с КА SOHO/EIT, был разработан специализированный алгоритм, и создана его программная реализация [8]. В начале к изображению применяется линейная фильтрация, для сглаживания. Затем изображение нормируется по интенсивности в единый для всех изображений интервал. Далее строится гистограмма распределения точек изображения по интенсивности. Затем происходит пороговое выделение точек с низкой интенсивностью и их объединение в объекты „корональные дыры“. В конце вычисляется местоположение и площадь найденных объектов с учетом сферической формы Солнца. Площадь КД нормируется на площадь всего видимого изображения солнечного диска ($\pi * R_{\odot}^2$). Надо заметить, что алгоритм позволяет обрабатывать как все изображение, так и только его часть. Например, для прогнозирования скорости солнечного ветра на околоземной орбите наиболее существенную информацию дает центральная область изображения Солнца. Для вычисления площади КД были взяты ежедневные снимки Солнца, сделанных телескопом EIT с космического аппарата SOHO на длинах волн 284 Å и 195 Å.

На снимках, получаемых вакуумным телескопом обсерватории Kitt Peak (NSO/KP) в инфракрасной линии 10830 Å (He I), КД видны как яркие области. Однако на изображениях центры супергрануляции и некоторые области спокойного Солнца легко спутать с КД. Другая отличительная черта наблюдения КД в линии 10830 Å - это наличие диффузной малоконтрастной внутренней структуры, которая похожа на хромосферную сетку в спокойных областях [2]. Иногда различие между КД и спокойными областями в линии 10830 Å достаточно сильное для уверенного визуального выделения КД. Однако во многих случаях КД невозможно выделить без дополнительных данных и мастерства эксперта. Обычно информация о площадях КД собирается экспертами по специально разработанным критериям [2]. Даже когда информация о местоположении КД достаточно ясная, трудно создать алгоритм автоматического выделения КД. В настоящее время для распознавания КД на изображениях, получаемых вакуумным телескопом обсерватории Kitt Peak, используется метод, основанный на анализе интенсивности и локальных изменениях двух последовательных изображений [2]. В нашем исследовании использовались взятые с сайта NSO/KP площади КД, рассчитанные экспертами.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Были проведены сравнения суммарных площадей КД, вычисленных по изображениям, получаемым в различных спектральных диапазонах за период с марта по сентябрь 2003 года. В это время на Солнце доминировали КД с положительной полярностью, связанные с южным полушарием Солнца. Они располагались на долготах $\lambda = 60 \pm 30^\circ$ и $\lambda = 120 \pm 30^\circ$ до середины июня и только на долготе $\lambda = 120 \pm 30^\circ$ после середины июня 2003 года. Потоки солнечного ветра, связанные с КД с положительной полярностью, в среднем имели значение скорости равное 750 ± 40 км/с. КД с отрицательной полярностью, связанная с северным полушарием Солнца, располагалась на долготе $\lambda = 250 \pm 30^\circ$ до августа 2003 года, а после августа увеличилась в размерах и занимала долготы с 230° по 340° . Среднее значение скорости потоков солнечного ветра, связанные с КД отрицательной полярности, было меньше, чем потоков, связанных с КД положительной полярности, и было равно 590 ± 50 км/с. Вычислялись площади КД как по всему изображению Солнца, так и только по центральной его части ($\pm 40^\circ$), за период с 24 марта по 18 сентября 2003 года (на рис. 1 и на рис. 2). Как уже отмечалось выше, в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах длин волн границы КД становятся нечеткими около лимба из-за рассеяния от спокойной короны или активных областей [3], [4]. Действительно на рисунке 1 хорошо видно, что КД в линии 10830 \AA становятся видны раньше (как только выходят из-за границы лимба), чем в линии 195 \AA и, особенно, в линии 284 \AA .

Для определения степени соответствия между суммарными площадями КД, вычисленными в различных спектральных диапазонах, были рассчитаны значения коэффициента корреляции (КК) за период с марта по сентябрь 2003 года. Получилось, что линейная зависимость сильнее между площадями КД, вычисленными в линиях 10830 \AA и 195 \AA , чем в линиях 284 \AA и 195 \AA . Значение КК между площадями КД, вычисленными в линиях 10830 \AA и 195 \AA , равно 0.66, тогда как значение КК между площадями КД, вычисленными в линиях 10830 \AA и 284 \AA , равно всего 0.31. Значение КК между площадями КД, вычисленными в линиях 195 \AA и 284 \AA , равно 0.5. Возможно, это связано с сильной засветкой области около лимба на длине волны 284 \AA из-за ярких активных областей. Интерпретировать однозначно полученные результаты без дополнительных исследований затруднительно.

В большинстве случаев наблюдения больших КД на длинах волны 284 \AA и 195 \AA соответствуют наблюдениям в линии 10830 \AA . Однако суммарная площадь КД, вычисленная только по центральной, наиболее геоэффективной, области изображения в линии 284 \AA больше почти в два раза, чем в линии 10830 \AA (Рис. 2). Между площадями КД, вычисленными в линиях 195 \AA и 10830 \AA , наблюдается более сложное соотношение. Размеры небольших КД в линиях 195 \AA и 10830 \AA практически совпадают, а размеры больших КД иногда различаются почти в 2 раза. Значения КК между площадями КД, вычисленными в линиях 10830 \AA и 284 \AA , и в линиях 10830 \AA и 195 \AA , равны 0.53 и 0.57 соответственно. Таким образом, наблюдаются различия между площадями КД, вычисленными по всему видимому изображению Солнца и только по центральной области. Такое различие существует не только между площадями КД, полученными в жестком ультрафиолете и инфракрасной линии 10830 \AA , но и между изображениями, полученными в жестком ультрафиолете в различных длинах волн (284 \AA и 195 \AA). Как отмечалось в работе [6], такое различие, может быть, связано со сложной структурой замкнутых и открытых конфигураций магнитного поля в окрестностях корональных дыр, которая по-разному проявляется на различных высотах в хромосфере и короне.

Для сравнения границ КД два изображения в линиях 10830 \AA и 284 \AA , на которых выделены КД, были наложены друг на друга на рисунке 3. Хорошо видно, что границы КД, примыкающие к активным областям, одинаково хорошо различимы и в инфракрасной линии и в жестком ультрафиолете. Границы КД со стороны областей спокойного Солнца не четкие и определяются в линиях 10830 \AA и 284 \AA по-разному. Возможно, это происходит из-за того, в областях спокойного Солнца присутствуют как открытые конфигурации линий магнитного поля, так и закрытые, что не позволяет надежно отличать их от КД.

4. ВЫВОДЫ

В работе были исследованы статистические свойства корональных дыр, наблюдаемых в различных спектральных диапазонах электромагнитного излучения за период с марта 2003 по сентябрь 2003 года. Прослежена корреляционная связь площадей КД, получаемых в различных спектральных диапазонах и вычисленных как по всему изображению Солнца, так и только по центральной его части ($\pm 40^\circ$). Причины, по которым

низкоширотные КД имеют различные очертания и площади в различных спектральных диапазонах электромагнитного излучения, связаны с физическими различиями, геометрией магнитного поля, использованием математического критерия (порогового значения интенсивности) для определения КД. Интерпретировать однозначно полученные результаты затруднительно в связи с недостаточной точностью и большим разбросом данных. Необходимы дополнительные исследования на базе данных содержащей площади КД за более длительный период, хотя бы за один солнечный цикл.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы благодарны авторам используемых в работе баз данных КА SOHO/EIT и NSO Kitt Peak. Исследование поддержано грантами РФФИ 04-02-16736 и 04-01-00506, ИНТАС 03-51-6202, программами ОФН16 и П16 РАН, инновационной программой МГУ им. М.В. Ломоносова.

-
1. N.R. Sheeley, J.W. Harvey and W.C. Feldman, Solar Phys. **49**, 271 (1976).
 2. O.V. Malanushenko and H. P. Jones, Solar Phys. **226**, 3 (2005).
 3. J.T. Nolte et al., Solar Phys. **46**, 303 (1975).
 4. J S. Watari, Y. Kozuka, M. Ohyama, T. Watanabe, J. Geomag. Geoelectr. **47**, 1063 (1995).
 5. S.W. Kahler, J.M. Davis and J.W. Harvey, Solar Phys. **87**, 47 (1983).
 6. Н.Н. Степанян, В.М. Малащук, Изв. Крымской астрофиз. обсер. **98**, 8 (2002).
 7. И.Г. Веселовский, И.Г. Персианцев, С.А. Доленко, Ю.С. Шугай, О.С. Яковчук, в *Трудах конференции, IX-я Пулковская международная конференция "Солнечная активность как фактор космической погоды ГАО РАН, Пулково, 2005*, с.35 (2006).
 8. I.G. Persiantsev, A.Yu. Ryazanov, Ju.S. Shugai, Pattern Recognition and Image Analysis **16**, No.1, 29 (2006).

INVESTIGATION OF CORONAL HOLES IN DIFFERENT WAVELENGTH RANGES

Yu. S. Shugai and I. S. Veselovsky

Coronal holes areas measured using SOHO/EIT observations in 284 Å (Fe XV) and in 195 Å (Fe XII) channels and at NSO Kitt Peak in 10830 Å (He I) channel are compared. The elements of difference and likeness in character of correlation have been revealed in these spectral ranges.

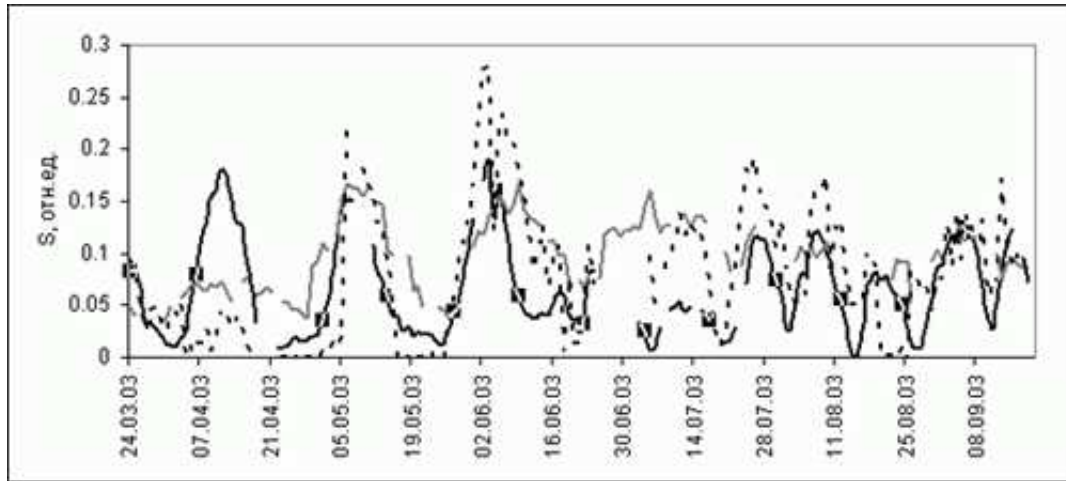


Рис. 1. Площадь КД (S , отн. ед.), измеренная по снимкам SOHO/EIT (284 Å, черная кривая; 195 Å, черная пунктирная кривая) и NSO/KP (10830 Å, серая кривая), по всему изображению Солнца. Площадь КД нормируется на площадь всего видимого изображения солнечного диска

$$(\pi * R_{\odot}^2).$$

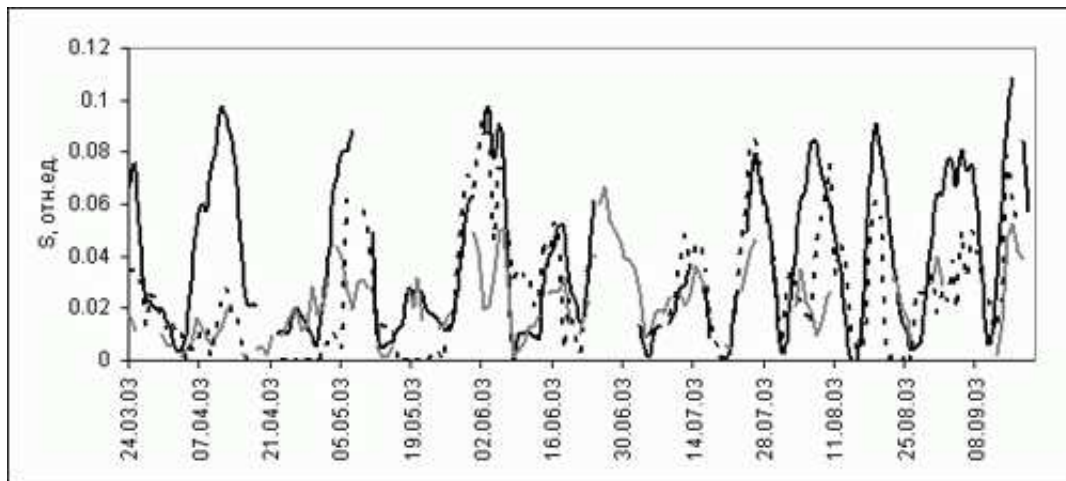


Рис. 2. Площадь КД (S , отн. ед.), измеренная по снимкам SOHO/EIT (284 Å, черная кривая; 195 Å, черная пунктирная кривая) и NSO/KP (10830 Å, серая кривая), по центральной части изображения Солнца. Площадь КД нормируется на площадь всего видимого изображения

$$\text{солнечного диска } (\pi * R_{\odot}^2).$$

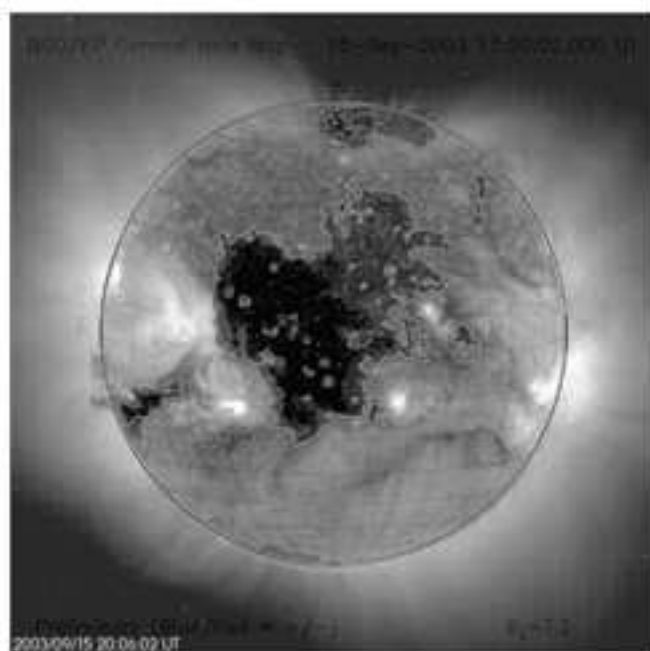


Рис. 3. Сравнение области пониженной яркости (КД) на изображении SOHO/EIT, полученном на длине волны 284 \AA (границы обведены светло-серой линией) с КД (черная область в центре), вычисленной по изображению NSO/KP в линии 10830 \AA . В центре снимка КД с положительной полярностью ($\lambda = 120 \pm 30^\circ$).

Секция 1

«МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ»

Структура магнитного поля в подфотосферных слоях Солнца по наблюдениям крутильных колебаний пятен

О.С. Гопасюк¹ С.И. Гопасюк¹

¹НИИ „Крымская астрофизическая обсерватория“, п. Научный, Крым, 98409, Украина

Исследования крутильных колебаний тени семи одиночных пятен проведены по наблюдениям продольного магнитного поля и поля скоростей в фотосферной линии Fe I $\lambda 5253$ Å. Восстановлены все три составляющие вектора магнитного поля и вектора скорости. Период колебаний тени составил 2.2 – 7.1 суток. Азимутальная скорость, вычисленная из поля скоростей, значительно больше, чем азимутальная скорость, измеренная по фотогелиограммам. На основании этих наблюдательных результатов разработан метод исследования магнитных структур в подфотосферных слоях Солнца. Определены параметры самих крутильных колебаний и магнитных трубок в глубоких слоях. Радиус сечения магнитной силовой трубки, образующей пятно, наибольший у поверхности Солнца и примерно равен радиусу тени пятна. С переходом в глубокие слои он довольно быстро убывает. Продольный электрический ток, появляющийся в магнитной трубке, меняет направление с периодом колебаний. Плотность тока и напряженность продольного магнитного поля в трубке увеличиваются с глубиной в соответствии с уменьшением сечения магнитной трубки. Средняя по длине магнитной трубки альвеновская скорость в десятки и сотни раз меньше этой же скорости в тени пятна и уменьшается с увеличением периода колебаний.

1. ВВЕДЕНИЕ

Вращение пятен вокруг своей оси исследовали многие авторы [1, 5, 7, 8, 13, 15, 16, 32, 34]. И связано это с важностью информации, которая следует из данных о вращении пятен для понимания нестационарных процессов на Солнце и активности в целом. Абетти [2], в частности, нашел, что составляющая скорости вращения газа в пятне (азимутальная составляющая) всегда присутствует, но она очень нерегулярна. Некоторые из исследователей [6, 29] приходили к выводу, что если азимутальная скорость и присут-

ствует, то она не превышает величины ошибок измерений. Тем не менее, более поздние исследования показали, что скорость вращения газа регулярно присутствовала в большом одиночном пятне и зачастую превышала 1 км/с [14]. Вращение пятен, измеренное по фотогелиограммам, составляло $30 - 40^\circ$ в день и более [13, 26]. Появление и усиление вихревой структуры поперечного магнитного поля пятна хорошо соответствует вращению пятна, вычисленного по фотогелиограммам [13] и тесно коррелирует с появлением вспышек [7, 25]. Гопасюк [15] обосновал достоверность определения вращения пятен по фотогелиограммам и показал качественное соответствие между скоростями, измеренными по фотогелиограммам и по полю лучевых скоростей. Крутильные колебания пятен с периодом около 6 суток были обнаружены на основании наблюдений лучевых скоростей в фотосфере, фотогелиограмм и изображений активных областей в H_α [15, 16]. Исследования, 131 пятна (одиночных и простых по структуре в сложных группах), проведенные Гопасюк и Лямовой [26] показали, что крутильные колебания пятен отражают, скорее всего, их характерное состояние. Амплитуда и период крутильных колебаний становятся больше к максимуму солнечной активности. Краткий обзор этих результатов по вращению пятен вокруг своей оси и крутильным колебаниям пятен содержится в работах [18, 19]. В [7] были проведены исследования вращения пятен вокруг своей оси и крутильных колебаний пятен по снимкам в белом свете с привлечением H_α снимков, УФ изображений (1600 Å, 170 Å) и SOHO/MDI магнитограмм. Основные результаты этих исследований полностью соответствуют ранним результатам [18, 19].

Определение вращения пятен по лучевым скоростям – задача чрезвычайно трудоемкая [14, 29, 31]. Именно поэтому исследования вращения пятен по полю скоростей проведены только в отдельных случаях. Однако, создание метода вычисления всех трех составляющих вектора по его лучевой составляющей [21] существенно упростило решение проблемы и дало возможность проводить исследование вращения полутени одиночных пятнах по данным наблюдений в них поля лучевых скоростей и продольного магнитного поля в фотосферной линии [10, 11, 23].

Крутильные колебания в плазме с магнитным полем обязаны силам натяжения силовых линий магнитного поля, стремящимся возвратить смещенную массу газа в исходное состояние. В результате, возмущение распространяется вдоль магнитного поля со скоростью волны Альвена. Именно это обстоятельство позволяет на основании наблюдений крутильных колебаний в различных образованиях на Солнце изучать структуру

магнитных полей и движений плазмы на глубинах, недоступных прямым методам. Возможность использования результатов по крутильным колебаниям пятен для исследования структуры их магнитного поля в подфотосферных слоях была показана в работе [17]. Что позволило установить закономерности структуры в подфотосферных слоях магнитных трубок, образующих пятна на поверхности Солнца.

Ниже представлены результаты исследования крутильных колебаний тени семи одиночных пятен по наблюдениям продольного магнитного поля и лучевых скоростей и использования этих результатов в изучении структуры магнитного поля и электрических токов в глубоких слоях Солнца, недоступных прямым наблюдениям.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Данные наблюдений продольного магнитного поля и лучевых скоростей семи одиночных пятен в фотосферной линии Fe I $\lambda 5253 \text{ \AA}$ были получены в Крымской астрофизической обсерватории в 1978 г. на двойном магнитографе [30] и в 2000 г. на быстродействующем цифровом магнитографе [24] Башенного солнечного телескопа. Во все дни наблюдений входная щель спектрографа составляла $1'' \times 2''$. Сканирование изображения Солнца относительно щели спектрографа осуществлялось с помощью фотогида [27] вдоль суточной параллели со скоростью $2.23''/\text{с}$ в 1978 г. и $20''/\text{с}$ в 2000 г.

Линия Fe I $\lambda 5253 \text{ \AA}$ имеет простое магнитное расщепление с фактором Ланде $g = 1.5$. Ее эквивалентная ширина в центре солнечного диска составляет 75 м\AA . Потенциал возбуждения нижнего уровня равен 3.28 эВ [33]. Она слабо чувствительна к температуре; в пятне несколько усиливается [33]. При регистрации магнитного поля и доплеровских движений в Fe I $\lambda 5253 \text{ \AA}$ входные щели фотометра пропускали свет в интервале от 35 до 90 м\AA от центра линии и 70 м\AA в центре линии при регистрации яркости в ее ядре. В этом случае величина магнитного поля, соответствовавшая сдвигу центра σ -компонент на середину щелей фотометра, была равной 3238 Гс .

Координаты пятен и радиусы области тени, в пределах которой исследовались колебания, приведены в табл. 1. За время наблюдений размеры пятен менялись мало.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КРУТИЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Для изучения крутильных колебаний пятен были использованы карты яркости I , выраженные в единицах средней яркости невозмущенного фона. По каждой карте была выделена тень пятна и определено ее среднее положение. На основании исследований [6] яркость тени была взята $I \leq 0.7$. Введена новая система координат, начало которой совмещено с центром тени и положительной осью ОХ, направленной на центр солнечного диска (рис. 1). Ось ОZ направлена вертикально вверх. Новая система и система координат исходной карты связаны между собой соотношениями преобразования координат.

Наличие осевой симметрии магнитного поля и поля скоростей позволяет восстановить все три составляющие обоих векторов: вертикальную H_z (V_z), радиальную – вдоль радиуса пятна H_r (V_r) и азимутальную H_f (V_f) по полю их лучевой составляющей [14, 21, 29]. В цилиндрических координатах лучевая составляющая поля H_{\parallel} (V_{\parallel})

$$\begin{aligned} H_{\parallel} = H_z \cos \theta + H_r \cos \eta \sin \theta \\ - H_f \sin \eta \sin \theta, \end{aligned} \quad (1)$$

где θ – гелиоцентрический угол. η – азимут вектора поперечного поля, отсчитываемый против часовой стрелки от оси ОХ (новой системы координат), проекция которой на картинную плоскость совпадает с радиус-вектором, проведенным из центра пятна в центр солнечного диска. На картах обычно ось ОХ направлена вдоль суточной параллели с востока на запад. Новая система координат разделила площадь тени пятна на четыре квадранта. После усреднения выражения (1) по площади квадрантов находим [21]:

$$\bar{H}_z = \frac{1}{\cos \theta} \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N H_{\parallel n}, \quad (2)$$

$$\bar{H}_r = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{1}{N} \left(\sum_{n=1}^{N(1,4)} H_{\parallel n} - \sum_{n=1}^{N(2,3)} H_{\parallel n} \right), \quad (3)$$

$$\bar{H}_f = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sin \theta} \frac{1}{N} \left(\sum_{n=1}^{N(3,4)} H_{\parallel n} - \sum_{n=1}^{N(1,2)} H_{\parallel n} \right), \quad (4)$$

где N – полное число ячеек на сетке всей площади выделенной зоны; $N(1, 4)$ – число ячеек на сетке площади выделенной зоны в пределах первого и четвертого квадрантов (после поворота системы координат). Отсчет квадрантов ведется против часовой стрелки, начиная от оси, соединяющей центр пятна с центром солнечного диска. $N(2, 3)$; $N(3, 4)$; $N(1, 2)$ имеют аналогичный смысл.

Для составляющих вектора скорости можно записать такие же выражения. Таким образом, вектор магнитного поля и вектор скорости определены на основании лучевых составляющих по одному методу, что очень важно для исследований крутильных колебаний.

По выражениям (2) – (4) для каждой записи продольного магнитного поля и лучевой скорости были вычислены все три составляющие обоих векторов. При вычислениях был учтен наклон магнитной оси исследуемых пятен к западу на 10° [9]. Если в течение дня проводилось несколько серий наблюдений, то брались средние значения составляющих за день. Данные вычислений для каждого пятна каждой составляющей обоих векторов были представлены в зависимости от времени t . За начало отсчета было принято время первого наблюдения. Для каждой временной зависимости методом наименьших квадратов была подобрана синусоида

$$y = A \cdot \sin \left(\frac{2\pi t}{T} + \alpha \right), \quad (5)$$

где A – амплитуда, T – период и α – начальная фаза колебания. Примеры аппроксимации временных зависимостей синусоидой для тени одного пятна показаны на рис. 2.

Для каждой составляющей на основании выражения (5) были вычислены период, амплитуда и начальная фаза колебаний. Результаты вычислений представлены в табл. 2.

Для всех составляющих обоих векторов каждого пятна период колебаний один и тот же. Периоды колебаний исследуемых пятен находятся в интервале 2.2 – 7.1 суток. Начальные фазы колебаний – в интервале $0 - 2\pi$. Разность фаз между колебаниями азимутальной составляющей и всеми другими составляющими обоих векторов одного и того же пятна, как правило, разные. Разность фаз между колебаниями одноименных составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля обычно не равна нулю. Колебания азимутальной составляющей скорости опережают по фазе колебания всех других составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля. Данные табл. 2 показывают, что имеется зависимость начальных фаз колебаний составляющих от ши-

роты положения пятна. Начальные фазы колебаний всех составляющих (вектора магнитного поля и вектора скорости) увеличиваются с ростом широты пятна.

Эти результаты могут быть подтверждены наблюдениями, проводящимися с бóльшей частотой, например, одно наблюдение в час. К сожалению, на сегодняшний день таких данных мы не имеем.

Выбор в качестве аппроксимирующей кривой синусоиды подтверждает рис. 3. Каждая составляющая имеет собственные амплитуду и начальную фазу. Чтобы использовать все данные наблюдений амплитуды каждой из составляющих магнитного поля (\bar{H}_z , \bar{H}_r , \bar{H}_f) и поля скоростей (\bar{V}_z , \bar{V}_r , \bar{V}_f) были приведены к единице и определены фазы каждой точки. Интервал фаз от 0 до 2π разделен на 10 зон. В каждой зоне вычислено среднее значение фазы. Таким образом, все данные вычислений для магнитного поля и поля скоростей $f(H, V)$ были представлены в зависимости от фазы (рис. 3). Изменение средних нормированных значений $f(H, V)$ магнитного поля и поля скорости аппроксимируется синусоидой. Рис. 3 показывает, что выбор синусоиды в качестве кривой, аппроксимирующей наши данные, является корректым (амплитуда синусоиды превышает стандартную ошибку в 6 – 8 раз).

Так же как и в более ранних работах [10, 11, 15, 16], остается проблема несоответствия скорости вращения пятна, вычисленной по лучевым скоростям, со скоростью вращения пятна, полученной из фотогелиограмм. Гопасюк [15] показал, что скорость вращения пятен, вычисленная по фотогелиограммам, в 5 – 6 раз меньше азимутальной скорости, вычисленной по полю лучевых скоростей. Если принять, что вращение тени пятна, определяемое по фотогелиограммам, твердотельное, то азимутальная скорость вращения пятна, полученная из фотогелиограмм

$$V_p = 2\pi \frac{\varphi(0)}{360} \frac{R_0}{T},$$

где R_0 – радиус внешней границы тени (табл. 1) и $\varphi(0)$ – средняя амплитуда вращения пятна. Тогда, численно приравнивая эту азимутальную скорость V_p к азимутальной скорости V_f , вычисленной по данным лучевой скорости, получаем, что средняя угловая скорость вращения тени пятна

$$\frac{\varphi(0)}{T} = \frac{360}{2\pi} \frac{V_f}{R_0}.$$

Результаты вычислений $\varphi(0)/T$ (°/сутки) приведены в табл. 2. Максимальный угол поворота пятна не превышает 60°/сутки [7, 26]. Из расчетов (табл. 2) видно, что ази-

мутальная скорость, вычисленная из поля скоростей, значительно больше, чем азимутальная скорость, измеренная на основании фотогелиограмм. Для полутени пятна, эта проблема тоже имеет место [10]. В то же время закручивание силовых линий магнитного поля на внешней границе полутени соответствует углу поворота пятна, вычисленного по фотогелиограммам [18]. Физические причины различия в величинах этих скоростей остаются пока неясными. Возможно, причина кроется в том, что, как показывают наблюдения, в тени пятна фотосферная плазма движется поперек магнитного поля (угол между обоими векторами составляет $\sim 65^\circ$ [21]). Безусловно, эти проблемы требуют дальнейших исследований.

На основании данных об амплитудах колебаний составляющих векторов магнитного поля и скорости (табл. 2) были определены отношения плотности кинетической энергии E_k к плотности магнитной энергии E_m колебаний для одноименных составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля. Вычисления проведены при плотности плазмы 10^{-4} кг/м³, соответствующей плотности невозмущенной фотосферы. Результаты вычислений приведены в табл. 2.

Во всех случаях плотность кинетической энергии колебаний составляющих скорости меньше плотности магнитной энергии колебаний. В некоторых случаях это различие достигает почти 3 порядков. Имеется некоторая тенденция уменьшения отношения этих энергий с увеличением широты, на которой находится пятно.

4. МЕТОД ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ

Магнитное поле своим появлением на поверхности Солнца обязано всплытию магнитных петель. Рассмотрим частично вышедшую магнитную петлю, образующую на поверхности Солнца пятно или магнитный элемент. Считаем, что сечение магнитной трубки круглое. Ее аксиальное поле H_l однородно по сечению и резко спадает до нуля на границе. Вдоль силовой трубки магнитное поле и плотность плазмы могут быть неоднородными. Пусть в некоторый момент времени в магнитной петле появляется возмущение в виде крутильной волны, которое приводит к закручиванию осевого поля. Возмущение закручивания будет распространяться вдоль магнитного поля с локальной скоростью волны Альвена. Допустим, что крутильные колебания и возмущение

таковы, что сечение трубки вращается как жесткое образование. Если на одном конце трубки осевое магнитное поле H_l закручивается на угол φ (в радианах) по отношению к другому концу, то создается азимутальное магнитное поле напряженностью [4, 36]

$$H_\varphi = R \frac{\varphi}{l} H_l, \quad (6)$$

где R – расстояние от магнитной оси трубки и в пределе равно ее радиусу R_0 ($R \leq R_0$). l – длина магнитной трубки, расположенной в глубоких слоях (расстояние от фотосферы до источника крутильных колебаний).

Присутствие азимутальной составляющей поля означает, что электрический ток течет вдоль трубки, а однородность скручивания свидетельствует о постоянстве плотности тока по сечению. С другой стороны, на основании уравнения Максвелла азимутальная составляющая поля определяется через полный ток I_l вдоль трубки [38]

$$H_\varphi = \frac{2R}{cR_0^2} I_l, \quad (7)$$

при $R \leq R_0$. $I_l = \pi R_0^2 j_l$; j_l – плотность тока, постоянная по сечению магнитной трубки. Мы принимаем, что азимутальное поле H_φ ограничено размером $R = R_0$. Из выражений (6) и (7) находим угол скручивания магнитной трубки, отнесенный к ее длине l ,

$$\frac{\varphi}{l} = \frac{2\pi}{c} \frac{I_l}{\Phi_l}, \quad (8)$$

где $\Phi_l = \pi R_0^2 H_l$ – магнитный поток через сечение трубки, он должен оставаться постоянным при сжатии и расширении контура.

При крутильных колебаниях пятен один конец магнитной трубки, именно тот, который образует пятно на поверхности Солнца, показывает во времени крутильные колебания с периодом T и амплитудой $\varphi(0)$ [10–12, 26]

$$\varphi = \varphi(0) \sin \frac{2\pi}{T} t. \quad (9)$$

Из (8) с учетом (9) следует, что электрический ток в магнитной трубке меняется с периодом крутильных колебаний

$$I_l = I(0) \sin \frac{2\pi}{T} t, \quad (10)$$

где амплитуда тока

$$I(0) = \frac{c}{2\pi} \frac{\varphi(0)}{l} \Phi_l. \quad (11)$$

На основании (11) амплитуда угла скручивания магнитной трубки, отнесенная к ее длине,

$$\frac{\varphi(0)}{l} = \frac{2\pi}{c} \frac{I(0)}{\Phi_l}. \quad (12)$$

Амплитуда азимутального магнитного поля на основании (7) и (10)

$$H_\varphi(0) = \frac{2}{cR_0} I(0). \quad (13)$$

Крутильные колебания магнитных трубок, вероятно, порождаются вихревыми движениями плазмы. Эти движения создают циркулирующий в магнитной трубке переменный по знаку и величине электрический ток (выражение (10)). Время характерных изменений тока определяется периодом T . В обычных условиях время изменения тока и его магнитного поля определяется электропроводностью плазмы и размером данной неоднородности поля. В случае крутильных колебаний, как и при подъеме магнитных петель [22], происходят быстрые изменения электрических токов. По сравнению с подъемом магнитных петель, сопровождающихся только изменением величины тока, крутильные колебания магнитных трубок порождают переменный и по направлению электрический ток.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

Скорость вращения пятен, вычисленная по фотогелиограммам, в 5 – 7 раз меньше азимутальной скорости вращения пятен, вычисленной по полю лучевых скоростей в фотосфере [10–12, 15]. В то же время закрученность силовых линий магнитного поля на внешней границе полутени соответствует углу поворота пятна, вычисленного по фотогелиограммам [18]. И для того, чтобы иметь соответствие между вращением пятна и закрученностью силовых линий магнитного поля, за амплитуду скорости вращения тени каждого пятна нами была принята разделенная на 2π амплитуда азимутальной составляющей скорости в тени пятна $V_\varphi(0)$, вычисленная по полю наблюдаемых лучевых скоростей. По $V_\varphi(0)/2\pi$ были вычислены величины $\varphi(0)$. Очевидно, что

$$\varphi(0) = \frac{V_\varphi(0)}{2\pi R_0} T. \quad (14)$$

Значения скоростей $V_\varphi(0)$ и вычисленные по ним $\varphi(0)$ содержатся в табл. 3. В табл. 3 также приведена средняя по площади тени пятна вертикальная составляющая H_l магнитного поля.

Средние по трассе, т.е. от источника возбуждения крутильных колебаний до фотосферы, величины $I(0)$, $\varphi(0)/l$ были определены по выражениям (11) – (13) и на основании результатов наблюдений (табл. 2). На основании $\varphi(0)/l$ и амплитуды поворота тени пятна $\varphi(0)$ (табл. 3), а также выражений (12) и (14) были вычислены расстояния от источника крутильных колебаний до уровня их регистрации – фотосферы

$$l = \frac{cV_\varphi(0)}{2\pi R_0} \frac{\Phi_l}{I(0)} T. \quad (15)$$

Значения l , соответствующие $V_\varphi(0)/2\pi$, приведены в табл. 3.

При неоднородных плотности плазмы и напряженности поля в магнитной трубке альвеновская скорость разная в различных местах. Расстояние, которое пройдет передний фронт волны (длина волны большая) за время, равное периоду T , $l = \bar{V}_A T$ или средняя скорость волны по трассе $\bar{V}_A = l/T$. Значения \bar{V}_A и V_A – скорость волны Альвена в тени пятен приведены в табл. 3. При вычислении V_A плотность плазмы в тени пятна была взята равной 10^{-4} кг/м³ – плотности невозмущенной фотосферы.

Средняя напряженность поля на участке l магнитной петли определена на основании выражения для альвеновской скорости. Квадрат альвеновской скорости

$$V_A^2 = \frac{H_l^2}{4\pi\rho_i}, \quad (16)$$

где H_l и ρ_i напряженность магнитного поля и плотность плазмы в магнитной трубке. Для определения ρ_i мы воспользовались условием равновесия магнитной трубки с давлением окружающей плазмы

$$\frac{H_l^2}{8\pi} + P_i = P_e, \quad (17)$$

где индекс i отвечает внутреннему значению параметров плазмы, а индекс e – внешним ее значениям, P – давление плазмы.

Если принять, что пятно, как темное образование – поверхностное явление [28], и в основной части трубки температура внутри и вне ее на одной и той же глубине одинакова, тогда в пренебрежении протяженностью тени пятна с глубиной по сравнению с l имеем

$$\rho_i = \rho_e \left(1 - \frac{H_l^2}{8\pi P_e} \right)$$

и согласно (16)

$$\frac{\rho_e}{2P_e} V_A^2 = \frac{H_l^2}{8\pi P_e} \frac{1}{1 - H_l^2/(8\pi P_e)}. \quad (18)$$

Сравнение средней по трассе альвеновской скорости \bar{V}_A с соответствующей скоростью V_A в тени пятна (табл. 3) и с моделью Солнца [3] дает возможность сделать вывод, что на основном участке длины l $H_l^2/(8\pi P_e) \ll 1$. Это позволяет разложить $1/(1 - H_l^2/(8\pi P_e))$ в уравнении (18) в степенной ряд [39] и ограничиться в разложении первыми двумя членами. В результате из (18) имеем уравнение второй степени для определения $x = H_l^2/(8\pi P_e)$:

$$x^2 + x - \frac{\rho_e}{2P_e} V_A^2 = 0.$$

После разложения в ряд выражения $(1 + 2V_A^2\rho_e/P_e)^{1/2}$ в решении уравнения и сохранения в разложении первых двух членов получаем окончательно

$$H_l = V_A \sqrt{4\pi\rho_e}. \quad (19)$$

Усреднение (19) по l с применением теоремы о среднем приводит к

$$\bar{H}_l(\xi) = \sqrt{4\pi\rho_e(\xi)\bar{V}_A(\xi)}, \quad (20)$$

где черта сверху обозначает усреднение по l . ξ – характерное значение глубины.

Крутильные колебания в наклонной трубке, находящейся в стратифицированной атмосфере, с периодом несколько дней, испытывают сильное гравитационное затухание. Их энергия расходуется на перемешивание плазмы в магнитной трубке. Время уменьшения энергии волны в e раз существенно меньше периода крутильных колебаний, составляющих несколько дней. Если это так, то чтобы такая волна существовала в течении одного – двух периодов, приходится предполагать, что ось магнитной трубки ориентирована почти вертикально. Так, что длина трубки определяет и глубину в атмосфере Солнца, на которую она простирается. Значение плотности плазмы $\rho_e(\xi)$ вне магнитной трубки и глубины ξ были определены по данным модели Солнца [3]. Результаты вычислений $\rho_e(\xi)$ и ξ приведены в табл. 3. На основании (20) и данных табл. 3 были вычислены $\bar{H}_l(\xi)$, которые также приведены в табл. 3. Средние величины поля $\bar{H}_l(\xi)$ в магнитной петле, отнесенные к глубине ξ , оказались несколько больше средней по площади напряженности поля в тени пятен. Однако они очень близки к тем значениям, которые были получены на основании оценок при несколько другом подходе [17, 20, 37].

При условии, что на пути от источника крутильных колебаний до фотосферы нет отщепления структур поля от магнитной петли, магнитный поток должен оставаться

постоянным и быть равным потоку в тени пятна на уровне фотосферы ($\pi R_0^2 H_l = \text{const}$).

Из этого условия находим средний радиус сечения магнитной петли

$$R(\xi) = R_0 \left(\frac{H_l}{\bar{H}_l(\xi)} \right)^{1/2}.$$

Значения $R(\xi)$ даны в табл. 3. В табл. 3 приведены также величины плотности тока $j(\xi)$, полученные посредством деления $I(0)$ на $\pi R^2(\xi)$. Величины $j(\xi)$ имеют значение, если амплитуда полного продольного тока сохраняется постоянной на всем протяжении магнитной трубки. В табл. 3 собраны основные характеристики крутильных колебаний и магнитных трубок, которые были получены в результате вычислений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучение семи одиночных пятен по наблюдениям продольного магнитного поля и лучевых скоростей в фотосферной линии Fe I $\lambda 5253 \text{ \AA}$ показало, что периоды колебаний их тени составили 2.2 – 7.1 суток. Для одного и того же пятна период был одинаковым для всех составляющих скорости и магнитного поля. В некоторых пятнах период колебаний тени пятна оказался несколько меньше периода колебаний полутени этих же пятен [10, 11, 23]. Амплитуды и начальные фазы колебаний тени для каждой из составляющих – разные. Разность фаз между колебаниями одноименных составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля обычно не равна нулю. Разность фаз между колебаниями азимутальной составляющей и всеми другими составляющими обоих векторов одного и того же пятна, как правило, разные. Колебания азимутальной составляющей скорости опережают по фазе колебания всех других составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля.

Так же как и в более ранних работах [10, 15, 16], остается нерешенной проблема несоответствия скорости вращения пятна, вычисленной по лучевым скоростям, со скоростью вращения пятна, полученной из фотогелиограмм. Максимальный угол поворота пятна в день не превышает $60^\circ/\text{сутки}$ [7, 26]. Из наших расчетов (табл. 2) видно, что азимутальная скорость, вычисленная из поля скоростей, значительно больше, чем азимутальная скорость, измеренная на основании фотогелиограмм. В то же время закручивание силовых линий магнитного поля на внешней границе полутени соответствует углу поворота пятна, вычисленного по фотогелиограммам [18]. Физические причины

различия в величинах этих скоростей остаются пока неясными. Возможно, причина кроется в том, что, как показывают наблюдения, в тени пятна фотосферная плазма движется поперек магнитного поля (угол между обоими векторами составляет $\sim 65^\circ$ [21]). Безусловно, эти проблемы требуют дальнейших исследований.

При плотности плазмы в тени 10^{-4} кг/м³ были вычислены отношения плотности кинетической энергии к плотности магнитной энергии колебаний для одноименных составляющих вектора скорости и вектора магнитного поля (табл. 2). Во всех случаях плотность кинетической энергии меньше плотности магнитной энергии. В подавляющем большинстве случаев это различие достигает почти 3 порядков. Имеется некоторая тенденция уменьшения отношения этих энергий с увеличением широты, на которой находится пятно.

В процессе крутильных колебаний магнитной трубки в ней появляется продольный электрический ток. Этот ток, как оказалось, меняется не только по величине, но и по направлению. Характерное время изменения тока составляет 2.2 – 7.1 суток и определяется периодом крутильных колебаний. Это тот редкий случай, когда ток таких масштабов меняет свое направление в течение короткого времени. В обычных условиях ток меняется за счет джоулевых потерь и для таких геометрических размеров это время значительно больше (конечно, исключая явление вспышки). С периодом колебаний связаны длина и ориентация той части магнитной трубки, которая испытывает крутильные колебания.

Данные об изменении плотности тока в магнитных петлях с глубиной (табл. 3) отражают в основном ход изменения площади сечения магнитной трубки с глубиной. При вычислении плотности тока величина амплитуды полного тока считалась постоянной на всем протяжении магнитной трубки и равной величине ее в тени пятен. Амплитуды полного тока в тени пятен приведены в табл. 3. Они вычислены на основании выражения (7) и определяются по величинам, которые непосредственно измеряются: амплитуде азимутальной составляющей вектора магнитного поля $H_\varphi(0)$ и по радиусу тени пятна R_0 .

Только некоторые из результатов вычислений (табл. 3) приведены на рис. 4 – 7. Согласно данным рис. 4 радиус сечения магнитной трубки у поверхности Солнца остается на протяжении до 30 – 40 тыс. км примерно таким же по величине, как и размер тени пятна. С переходом к большим глубинам диаметр сечения магнитной трубки довольно

быстро убывает. И те обоснования, которые приводились в пользу того, что пятно – это своего рода перетяжка в магнитной петле [35], вероятно, не состоятельны.

Средняя по длине магнитной трубки альвеновская скорость в десятки и даже сотню раз меньше этой же скорости в тени пятен (табл. 3). Имеется тенденция ее уменьшения с увеличением периода крутильных колебаний тени пятна (длины магнитной трубки) (рис. 5). Но длина магнитной трубки, в среднем становится больше с ростом периода колебаний с одной стороны. С другой стороны, период крутильных колебаний показывает сильную пропорциональную зависимость от широты положения пятна [12]. Это дает основание заподозрить, что вращение Солнца влияет на формирование крутильных колебаний магнитных трубок.

В то же время с увеличением длины магнитной трубки растет напряженность магнитного поля в ней (табл. 3). Скорость волны Альвена равна $V_A = H_l / \sqrt{4\pi\rho}$. Может показаться, что это находится в противоречии с предыдущим результатом. Однако, из выражения для альвеновской скорости это означает, что рост напряженности поля с глубиной в магнитной трубке не соответствует росту плотности плазмы в ней. Уменьшение альвеновской скорости с глубиной не противоречит данным рис. 6, которые показывают тенденцию увеличения угла закручивания силовых линий поля на единицу длины магнитной трубки с увеличением периода крутильных колебаний пятна или длины магнитной трубки. В противном случае, если бы скорость волны Альвена увеличивалась с глубиной, то угол закручивания на единицу длины уменьшался бы, т.к. $l \sim V_A$. Физически это означает, что если скорость волны уменьшается, то волна, при всех других равных условиях, закручивает силовые линии поля на больший угол на одном и том же участке пути. Напротив, увеличение скорости приводит к уменьшению угла прокручивания силовых линий (рис. 7).

Использование наблюдений продольного магнитного поля и лучевых скоростей и разработанные методы определения по ним всех трех составляющих каждого из векторов [21] дали новые возможности в исследовании крутильных колебаний пятен [10, 11]. Подводя итоги, можно подчеркнуть, что использование данных о крутильных колебаниях, таких как амплитуды азимутальных составляющих векторов скорости и магнитного поля V_φ , H_φ , напряженности осевого магнитного поля тени пятна H_l и периода колебаний T , открывает большие возможности для исследований магнитных структур и движений плазмы в них на глубинах, недоступных прямым наблюдениям. Для получения деталь-

ных результатов о структуре этих образований необходим учет неоднородности плазмы и магнитного поля с глубиной, которые уже проявляются даже при таком упрощенном рассмотрении.

-
1. G. Abetti, Osserv. Mem. Oss. Astrofis. Arcetri, **50**, 47, 1932.
 2. G. Abetti, *The Sun* (Faber and Faber, London, 1963).
 3. К.У. Аллен, *Астрофизические величины* (Мир, Москва, 1977).
 4. Г. Альвен, К.-Г. Фельтмахер, *Космическая электродинамика* (Мир, Москва, 1967).
 5. A. Bhatnagar, Kodaikanal Observ. Bull., A180, (1967).
 6. R.J. Bray, R.E. Loughhead, *Sunspots* (Chapman and Hall Ltd, London, 1964).
 7. B.N. Brown, R.W. Nightingale, D. Alexander, C.J. Schrijver, T.R. Metcalf, R.A. Shine, A.M. Title, C.J. Wolfson, Solar Phys., **216**, № 1-2, 79, (2003).
 8. D.S. Brown, C.E. Parnell, E.E. Deluca, L. Golub, R.A. McMullen, Solar Phys., **201**, 305, (2001).
 9. О.С. Гопасюк, Кинематика и физика небес. тел, **19**, № 2, 126, (2003).
 10. О.С. Гопасюк, Кинематика и физика небес. тел, **20**, № 5, 387, (2004).
 11. O.S. Gopasyuk, *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*, Eds.: A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev, (IAU Symp. № 223, Cambridge University Press, 2004), p. 249.
 12. О.С. Гопасюк, Кинематика и физика небес. тел, **21**, № 3, 209, (2005).
 13. С.И. Гопасюк, Изв. Крым. астрофиз. obs., **33**, 100, (1965).
 14. С.И. Гопасюк, Изв. Крым. астрофиз. obs., **57**, 107, (1977).
 15. С.И. Гопасюк, Изв. Крым. астрофиз. obs., **64**, 108, (1981).
 16. S.I. Gopasyuk, *Sun and Planetary System*, Eds.: W. Fricke, G. Teleki, (D. Reidel Publ. Co, Dordrecht, Holland, 1982), p. 125.
 17. С.И. Гопасюк, Астрон. Журн., **61**, вып.1, 157, (1984).
 18. С.И. Гопасюк, *Итоги науки и техники. Астрономия*, (Москва, ВИНТИ, 1987), **34**, 6.
 19. S.I. Gopasyuk, *The Sun*, Eds.: L. Hejna, M. Sobotka, (Proceed. of 10th Europ. regional astron. meeting of the IAU, Praha, 1987), p. 137.
 20. С.И. Гопасюк, Изв. Крым. астрофиз. obs., **85**, 32, (1992).
 21. С.И. Гопасюк, О.С. Гопасюк, Кинематика и физика небес. тел, **14**, № 5, 389, (1998).

22. С.И. Гопасюк, О.С. Гопасюк, Кинематика и физика небес. тел, **19**, № 4, 344, (2003).
23. S.I. Gopasyuk, O.S. Gopasyuk, Solar Phys., **231**, № 1-2, 11, (2005).
24. С.И. Гопасюк, И.П. Залесов, Кинематика и физика небес. тел. **12**, № 5, 48, (1996).
25. С.И. Гопасюк, Л.Ф. Лазарева, Изв. Крым. астрофиз. obs., **74**, 84, (1986).
26. С.И. Гопасюк, Г.В. Лямова, Изв. Крым. астрофиз. obs., **77**, 17, (1987).
27. Л.В. Границкий, Л.А. Границкая, Л.В. Дидковский, Н.С. Никулин, Изв. Крым. астрофиз. obs., 1977, **56**, 181, (1977).
28. Т. Каулинг, *Магнитная гидродинамика* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1959).
29. T.D. Kinman, MNRAS, **112**, № 4, 425, (1952).
30. В.А. Котов, А.Б. Северный, Т.Т. Цап, Изв. Крым. астрофиз. obs., **65**, 3, (1982).
31. S.A. Lamb, MNRAS, **172**, N 1, 205, (1975).
32. P. Maltby, Astrophys. Norw., **8**, 205, (1964).
33. Ch.E. Moore, M.G.J. Minnaert, J. Houtgast, *The solar spectrum from 2935 Å to 8770 Å* (Washington, 1966).
34. R.W. Nightingale, R.A. Shine, D.S. Brown, C.J. Wolfson, C.J. Schrijver, T.R. Metcalf, A.M. Title, in *Proceedings of Yokoh 10th Anniversary Meeting, Hawaii, September 17-20, 2001*, (2002).
35. E.N. Parker, Astrophys. J. , **121**, 491, (1955).
36. С.Б. Пикельнер, *Основы космической электродинамики* (Физматгиз, Москва, 1961).
37. Э.Р. Прист, *Солнечная магнитогидродинамика* (Мир, Москва, 1985).
38. И.Е. Тамм, *Основы теории электричества* (ГИТТЛ, Москва, 1956).
39. Г.М. Фихтенгольц, *Курс дифференциального и интегрального исчисления*, **1**, (Физматгиз, Москва, 1962).

MAGNETIC FIELD STRUCTURE IN SUBPHOTOSPHERIC LAYERS OF THE SUN ON OBSERVATIONS OF SUNSPOT TORSIONAL OSCILLATIONS

O. S. Gopasyuk, S. I. Gopasyuk

The torsional oscillations of seven single sunspot umbrae were investigated on the observations of the longitudinal magnetic and velocity fields in the photospheric Fe I $\lambda 5253$ Å line. All three components of both fields from their line-of-sight components were reconstructed. The periods of the umbra oscillations correspond to 2.2 – 7.1 days. The azimuthal velocity calculated from velocity fields is more than the azimuthal velocity measured from the photoheliograms. The method for investigations of magnetic field structures in subphotospheric layers of the Sun is elaborated. Observational results on the torsional oscillations of sunspots formed the basis for this method. Parameters of torsional oscillations and magnetic tubes in deep layers were determined. The radius of cross-section of magnetic flux tubes forming a sunspot is the greatest near the solar surface and is approximately the same as the radius of a sunspot umbra. In deeper layers it decreases enough rapidly. The longitudinal electric current appearing in a magnetic tube changes direction with the period of torsional oscillations. The density of a current and intensity of a longitudinal magnetic field in a magnetic tube increase with depth according to decreasing of a cross-section of a magnetic tube. An Alfvén wave velocity averaged over length of a magnetic tube is in tens and hundred times less than the same velocity in a sunspot umbra. It decreases with an increase of the period of oscillations.

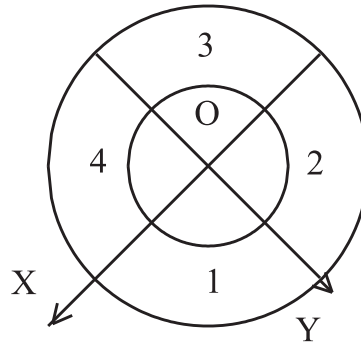


Рис. 1. Схематическое представление внешних границ тени ($I \leq 0.7$) и полутени ($0.7 < I \leq 0.9$) пятна. Начало новой системы координат совмещено с центром пятна. Положительное направление оси OX соответствует направлению центр пятна – центр солнечного диска. Цифрами 1, 2, 3 и 4 обозначены номера квадрантов.

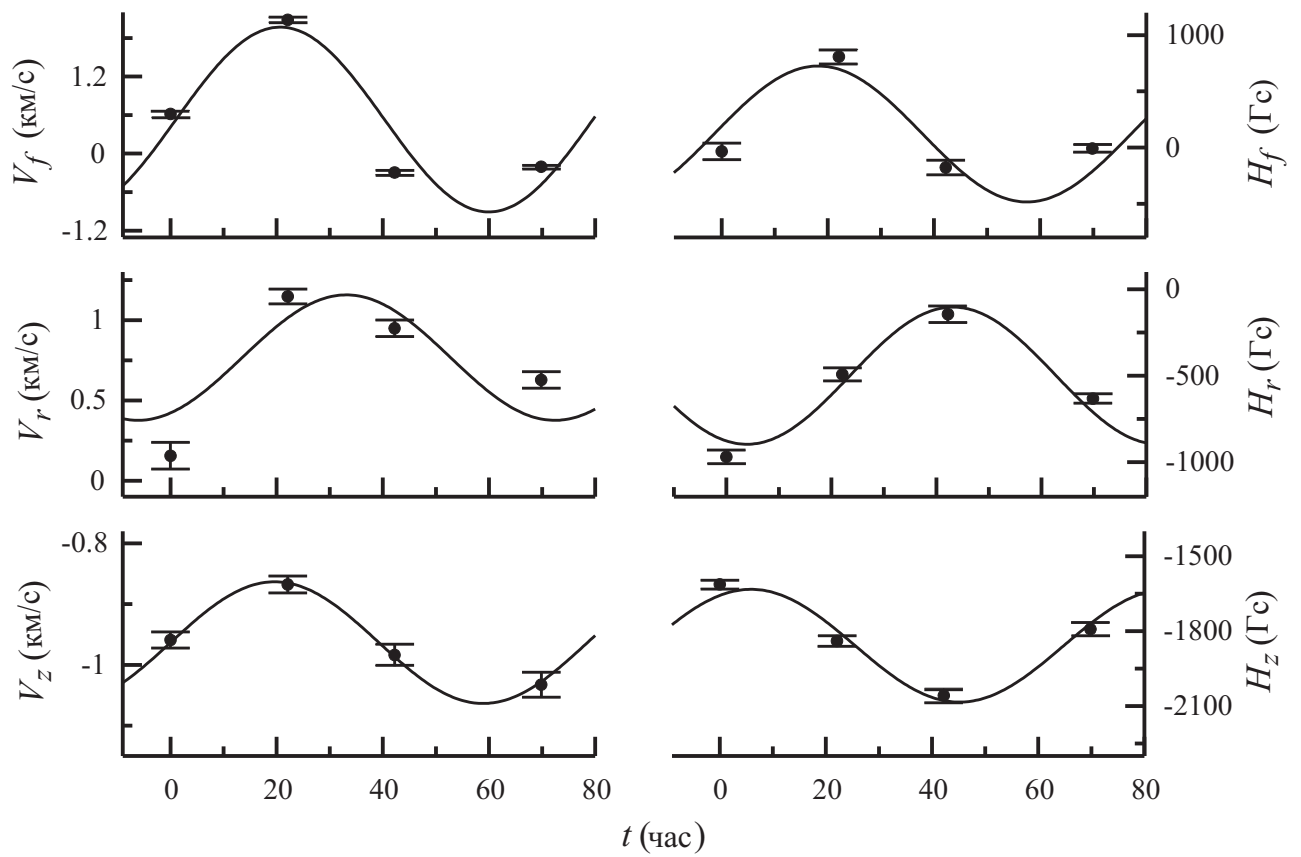


Рис. 2. Зависимости от времени t составляющих вектора магнитного поля и вектора скорости в тени пятна, находящегося на широте N13. Через данные наблюдений методом наименьших квадратов проведены синусоиды.

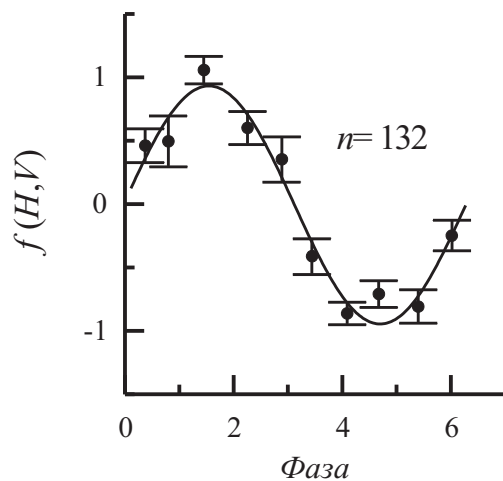


Рис. 3. Вариации средних нормированных амплитуд $f(H, V)$ магнитного поля и поля скоростей в зависимости от фазы. Синусоида проведена методом наименьших квадратов.

Показана величина стандартной ошибки.

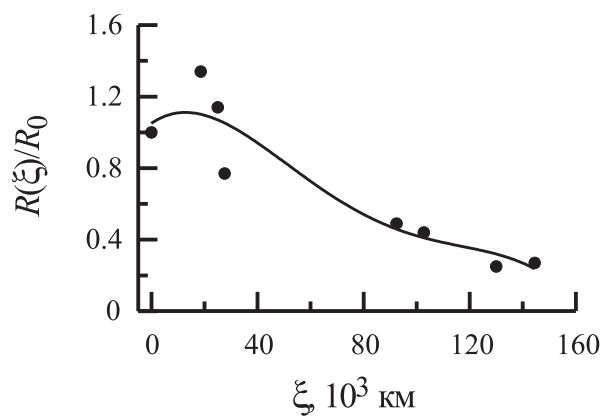


Рис. 4. Зависимость радиуса сечения магнитной трубки $R(\xi)$ от параметра ξ , связанного с ее длиной. Радиус сечения отнесен к радиусу тени пятна R_0 .

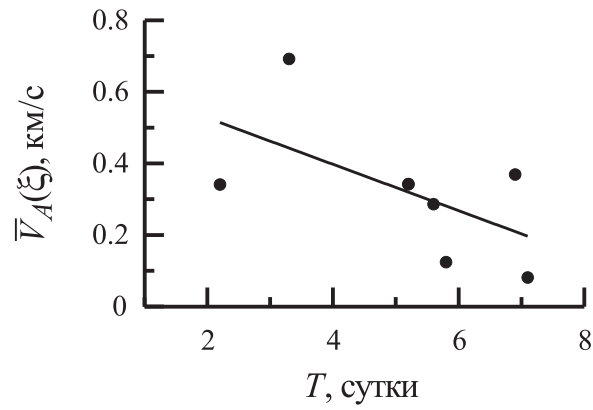


Рис. 5. Изменение скорости волны Альвена, усредненной по длине магнитной трубки, в зависимости от периода ее крутильных колебаний.

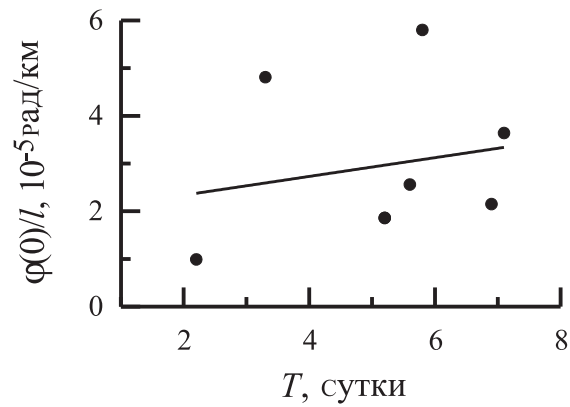


Рис. 6. Зависимость угла прокручивания магнитных силовых линий на единицу длины трубки от периода колебаний трубки.

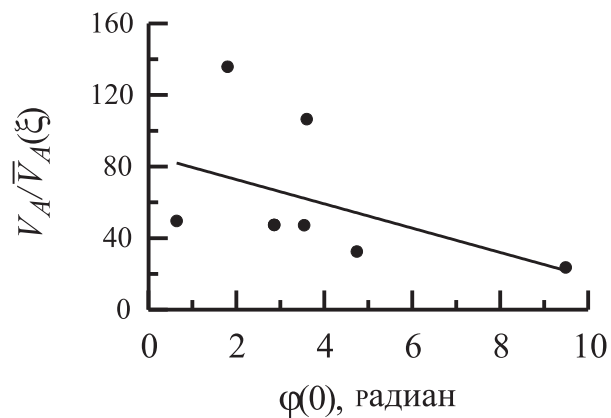


Рис. 7. Изменение отношения альвеновской скорости в тени пятна к средней по длине трубки альвеновской скорости в зависимости от амплитуды угла прокручивания силовых линий магнитного поля.

Таблица 1. Характеристики исследуемых пятен

Дата	Долгота	Широта	$R_0, 10^3$ км
13 – 18 сент. 1978	E18–W45	N16	11.0
15 – 22 сент. 1978	E39–W53	N28	12.2
13 – 20 сент. 1978	E54–W36	N37	7.3
8 – 12 авг. 2000	E06–W47	N18	9.8
18 – 22 авг. 2000	E27–W25	S06	8.9
18 – 21 авг. 2000	E20–W20	N13	6.9
22 – 25 авг. 2000	E09–W31	S10	9.4

Таблица 2. Основные характеристики крутильных колебаний составляющих вектора магнитного поля и вектора скорости

	Широта	N16	N28	N37	N18	S10	S06	N13
T , сутки		6.9	5.2	7.1	5.6	5.2	2.2	3.3
H_f	A , кГс	0.32	1.05	0.33	0.38	0.32	0.16	0.60
	α , ч.	13.2	110.0	153.9	4.3	0.0	8.4	1.2
H_r	A , кГс	0.17	1.04	0.30	0.17	0.07	0.12	0.40
	α , ч.	18.5	99.0	99.9	109.2	20.0	17.6	55.0
H_z	A , кГс	0.31	0.88	0.32	0.19	0.11	0.16	0.23
	α , ч.	2.6	96.8	91.8	124.2	53.0	9.2	13.7
V_f	A , км/с	0.55	0.55	0.14	0.45	0.38	0.19	1.44
	α , ч.	113.5	112.2	156.6	132.7	85.0	52.1	77.5
	$\varphi(0)/T$, °/сут.	247	224	91	228	184	105	1034
V_r	A , км/с	0.54	1.42	0.41	0.44	0.32	0.18	0.39
	α , ч.	29.0	110.0	143.1	115.6	83.0	10.1	65.0
V_z	A , км/с	0.21	0.54	0.09	0.05	0.03	0.12	0.10
	α , ч.	0.0	110.0	70.2	126.3	0.0	20.2	0.0
	$E_k(f)/E_m(f)$	0.037	0.003	0.002	0.018	0.018	0.016	0.071
	$E_k(r)/E_m(r)$	0.128	0.024	0.023	0.082	0.222	0.028	0.012
	$E_k(z)/E_m(z)$	0.006	0.005	0.001	0.001	0.001	0.007	0.002

Таблица 3. Данные наблюдений пятен, параметры магнитных трубок и их крутильных колебаний

Дата	13 – 18	15 – 22	13 – 20	8 – 12	18 – 22	18 – 21	22 – 25
	сент. 1978	сент. 1978	сент. 1978	авг. 2000	авг. 2000	авг. 2000	авг. 2000
Широта	N16	N28	N37	N18	S06	N13	S10
T , сут.	6.9	5.2	7.1	5.6	2.2	3.3	5.2
$R(\xi)$, 10^3 км	2.9	13.9	9.8	4.8	6.8	1.7	4.2
$V_\varphi(0)$, км/с	0.55	0.55	0.14	0.45	0.19	1.44	0.38
$H_\varphi(0)$, кГс	0.32	1.05	0.33	0.38	0.17	0.61	0.32
H_l , кГс	1.35	1.48	1.24	1.51	-1.89	-1.83	-1.81
$\bar{H}_l(\xi)$, кГс	18.94	1.15	0.69	6.40	3.22	29.15	9.27
l , 10^5 км	2.20	0.62	0.49	1.38	0.65	1.97	1.54
ξ , 10^5 км	1.45	0.25	0.19	0.92	0.28	1.30	1.03
$I(0)$, 10^{12} А	1.76	6.36	1.21	1.85	0.73	2.08	1.50
j , 10^3 А/км ²	4.61	13.65	7.18	6.15	2.97	13.96	5.38
$j(\xi)$, 10^4 А/км ²	6.48	1.06	0.40	2.61	0.50	22.28	2.75
$\varphi(0)$, рад	4.74	3.60	1.80	3.54	0.64	9.49	2.86
$\varphi(0)/l$, 10^{-5} рад/км	2.15	5.80	3.64	2.56	0.99	4.81	1.86
V_A , км/с	12.0	13.2	11.0	13.5	16.9	16.3	16.2
$\bar{V}_A(\xi)$, км/с	0.4	0.1	0.1	0.3	0.3	0.7	0.3
$\rho_e(\xi)$, кг/м ³	20.97	0.68	0.58	3.99	0.71	14.12	5.85

НЕЛИНЕЙНЫЙ ПЕРЕХОД ЭНЕРГИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДИССИПАЦИЮ СОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

С. А. Гриб^{1,*}

¹ Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН

Предлагается магнитогидродинамическая (МГД) модель, независимая от так называемой теории слияния или пересоединения магнитного поля, используемой для решения некоторых типичных задач солнечной и солнечно-земной физики. Во многих случаях решается проблема распада произвольного разрыва вместо рассмотрения проблемы пересоединения силовых линий магнитного поля. Рассматриваются нелинейные взаимодействия между типичными солнечными МГД разрывами такими, как солнечные ударные волны и тангенциальные разрывы на границах стримера, магнитного облака и корональной дыры. Показывается, что обычно в случае рассмотрения облака появляется преломленная быстрая ударная волна, в случае же наклонного столкновения возникает преломленная медленная ударная волна, устойчивая из-за сильного магнитного поля. Полученные результаты могут помочь лучше понять экспериментальные данные по взаимодействиям солнечных ударных волн с магнитными облаками, сбалансированными по давлению структурами и корональными стримерами. Указывается на возможность появления диссипативной ударной волны из-за преломления вращательного бездиссипативного разрыва в переходную область с контактным разрывом. Именно такие преломленные МГД медленные ударные волны могут часто нагревать корональную плазму.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время значительно усилился интерес к исследованию различного типа взаимодействий солнечных и межпланетных магнитогидродинамических (МГД) разры-

* Electronic address: Sagrib@SG10548.spb.edu

вов с устойчивыми плазменными неоднородностями [1] типа магнитных облаков [2].

Многие экспериментальные данные [3] говорят о наличии в большинстве своем лобовых МГД взаимодействий между солнечными разрывами, приводящих к возникновению тангенциальных разрывов в солнечном ветре, истекающим из корональной плазмы. Теория магнитного пересоединения [4], часто привлекаемая для объяснения процессов, возникающих при столкновении плазменных областей с противоположно направленными магнитными полями без учета взаимодействия сильных разрывов, подвергается критике с различных позиций [5].

Представляет значительный интерес рассмотреть столкновение различных солнечных плазменных структур, содержащих разрывы, с МГД точки зрения как распад произвольного разрыва с использованием метода обобщенных поляр [6] или метода пробного расчета [7]. Важно при этом обратить внимание на тот факт, что большинство межпланетных МГД разрывов, наблюдаемых на космических аппаратах, непосредственно связано с солнечными корональными МГД разрывами [8], взаимодействия которых (часто асимметричные) во многом аналогичны МГД взаимодействиям разрывов солнечного ветра друг с другом вблизи от планетарной магнитосферы [9]. Кроме того, необходимо подчеркнуть эффективность использования классических методов МГД, начиная от корональных магнитоплазменных неоднородностей типа аркад [10], магнитных облаков и вспышечных нестационарных ударных волн и кончая вращательными разрывами и стационарными тангенциальными разрывами [3].

Тангенциальные и вращательные разрывы, границы потоков и магнитные облака относятся к структурам с постоянным давлением. В значительной степени геоэффективные магнитные облака, движущиеся по потоку солнечного ветра, обладают следующими свойствами [8, 11]: 1) большой величиной магнитного поля внутри облака; 2) часто встречающимся плавным вращением направления магнитного поля внутри облака; 3) низкой температурой протонов и малой величиной плазменного параметра β , выражающего отношение газокINETического давления к давлению магнитного поля.

Из непосредственных межпланетных данных известно [12], что 19 марта 1980 года в солнечном ветре наблюдалось одно из типичных магнитных облаков, при переходе через границу которого величина магнитного поля возростала от 5 нТ до 16 нТ, температура же и плотность падали. Плазменный параметр β внутри облака был близок величине $1/30$ при скорости Альфвена, равной 210 км/с. В тоже время скорость потока

солнечного ветра имела незначительную величину около 300 км/с. Отсюда ясно, что в рамках МГД модели границу облака можно аппроксимировать поверхностью тангенциального разрыва.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ЕЕ РЕШЕНИЕ

Рассмотрим взаимодействие вращательного разрыва и быстрой магнитогидродинамической ударной волны с контактным или с тангенциальным разрывом в переходной области и в корональной плазме. Возникает задача о распаде произвольного магнитогидродинамического разрыва или обобщенная проблема Римана-Кочина. При этом считаем выполненной теорему Лэкса, говорящую о том, что существует окрестность точки ξ такая, что если $\xi \in V(\xi)$, то обобщенная задача Римана-Кочина имеет решение, когда каждые два промежуточных состояния отделяются истинной ударной волной, центрированной волной разрежения или особым разрывом. При этом существует только одно решение этого типа, если промежуточные состояния лежат в окрестности ξ . Для разделения волн на приходящие волны и уходящие можно применить известный критерий Ландау, по которому приходящие волны – это волны, вдоль которых не могут распространяться возмущения, образуемые на линии взаимодействия и идущие от нее. Здесь проявляется закон причинности. Кроме того, основной принцип, который используется при решении задачи о распаде произвольного разрыва, заключается в том, что сумма скачков физической величины при переходе через волну (ударную, простую или особый разрыв) должна равняться скачку этой величины на начальном разрыве:

$$\Delta K = \sum_{i=1}^7 (\Delta_i K) \quad (1)$$

где ΔK – первоначальный скачок вектора магнитогидродинамического состояния и $\Delta_i K$ – скачок вектора K в образовавшейся волне i -го типа; под скачком величины подразумевается разность значений величины по разные стороны от разрыва.

Для фронта ударной волны считаем выполненными магнитогидродинамические уравнения Рэнкина-Гюгонио. Тогда параметры потока за набегающей волной солнечного ветра и за головной ударной волной могут быть найдены по методу и формулам приведенным в [6]. Для быстрых S_+ и медленных ударных волн S_- имеем:

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

где $f_{\pm} = \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} z V_{a1}$, $\varphi_{\pm} = |\frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z z V_{a1}}}|$, $h_i = \frac{B_{yi}}{B_x}$, $Z = \frac{(P_2 - P_1)}{(h_2 - h_1)} + \frac{1}{2}(h_2 + h_1)$, U, V – компоненты вектора скорости. Верхний знак в формулах соответствует волне, идущей вверх, нижний – вниз по потоку. Для быстрой (R_+) или медленной (R_-) волны разрежения будем иметь другие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} R_+ : U_2 - U_1 = \mp \psi_+, V_2 - V_1 = \pm \chi + \text{sign} h, \\ R_- : U_2 - U_1 = \mp \psi_-, V_2 - V_1 = \mp \chi + \text{sign} h, \\ \psi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left(\frac{P}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} q_{\pm}^{\frac{1}{2}} dP, \\ \chi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left(\frac{P}{\rho_1} \right)^{\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \left(\frac{1 - q_{\pm}}{1 - P q_{\pm}} \right)^{\frac{1}{2}} dP, \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

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

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

Метод решения задачи заключается в следующем: по начальным условиям на произвольном разрыве определяем, какому неравенству удовлетворяют эти условия: или $P_0 > P_{S+}(h_0, h'_0, P'_0)$, ($P_{s+} < P_c$), или $P'_0 < P_{R+}(h_c, h'_c, P_0)$. Тогда ясно, уравнения каких линий нужно писать для волн, чтобы воспользоваться плоскостью значений $(\Delta U, \Delta V)$ [6]. Далее узнаем комбинации волн и разрывов, на которые распадается первоначальный разрыв. Затем получаем систему алгебраических уравнений, которую численно решаем.

Используем для сильных разрывов соотношения динамической совместности, которые следуют из законов сохранения массы, импульса и энергии, а также из условия непрерывности нормальной к разрыву составляющей вектора магнитной индукции \vec{B} . Этими соотношениями являются:

$$\left. \begin{aligned} \{\rho v_n\} = 0, \{\rho v_n^2 + P + \frac{B_t^2}{8\pi}\} = 0, \{\rho v_n \vec{v}_t - \frac{B_n}{4\pi} \vec{B}_t\} = 0, \\ \{\rho v \frac{nv^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} v_n P + v_n \frac{B_i^2}{4\pi} - \frac{B_n}{4\pi} (\vec{v}_t \cdot \vec{B}_t)\} = 0, \\ \{B_n \vec{v}_t - v_n \vec{B}_t\} = 0, \{B_n\} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Рассмотрим нелинейное взаимодействие солнечной быстрой ударной волны с границей корональной полости, корональной дыры и магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва, что во многом подобно задаче о взаимодействии межпланетной ударной волны с магнитопаузой [2]. Считая столкновение солнечной прямой быстрой ударной волны с границей магнитного облака локально плоским, что не противоречит сфероидальной внутренней структуре облака, получим задачу Римана или задачу о распаде произвольного разрыва, которая решалась для других условий [13] МГД методом пробного расчета с использованием обобщенных ударных поляр. Рассмотрим падение солнечной быстрой магнитогидродинамической ударной волны на корональный тангенциальный разрыв. Разрывы будем аппроксимировать плоскостями.

Область невозмущенного течения, обозначенная на рис.1 индексом 0, характеризуется следующими параметрами $\rho_0, P_0, \bar{H}_0, \bar{V}_0$. Ударная волна однозначно определяется одним параметром φ – углом наклона ее плоскости к плоскости T_0 или скачком плотности на ней.

Для простоты будем называть области 0, 1, 2 областями течения "сверху" от тангенциального разрыва, а области 3, 4 – "снизу".

На тангенциальном разрыве необходимо задать скачки плотности, скорости и магнитного поля, причем векторы скорости и магнитной индукции $B = H$ параллельны плоскости T_0 с обеих сторон от нее, что следует из условий на тангенциальном разрыве:

$$\left. \begin{aligned} H_{n0} &= H_{n4} = 0 \\ V_{n0} &= V_{n4} = 0 \\ \{p + H^2/8\pi\} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Индексом 4 обозначена область снизу от T_0 (рис.1), а фигурными скобками – разность значений сверху и снизу от тангенциального разрыва.

Выберем движущуюся систему координат, связанную с линией пересечения разрывов, которую примем за ось Z . Ось X , перпендикулярная к ней, лежит в плоскости T_0 и направлена так, чтобы $\vartheta < 90^\circ$; ось Y – так, чтобы получилась правая декартова система координат (рис.1). Без нарушения общности можно считать, что в области 0 скорость и магнитное поле параллельны.

Условия (6) должны выполняться на деформированном тангенциальном разрыве T_1 , который содержится в решении и разделяет области с разными газодинамическими

параметрами и векторами магнитной индукции. В силу того, что

$$\vec{V}_0 \parallel \vec{H}_0$$

в выбранных системах координат, одно из первых двух условий выполняется автоматически при выполнении второго, которое при этом используется для нахождения положения T_1 . Вместе с третьим условием – равенства полного давления с двух сторон от тангенциального разрыва – оно является граничным для задачи о взаимодействии.

Так как задача не содержит характерного линейного размера, она допускает автомодельное решение, которое может быть регулярным или маховским. Рассматриваем только регулярное решение.

Для удовлетворения граничных условий необходимо наличие двух свободных параметров. Такими параметрами являются интенсивности двух волн – отраженной и преломленной. Под интенсивностью при этом будем понимать отношение плотностей перед и за волной.

3. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Изучение взаимодействия солнечной быстрой ударной волны S_+ с границей корональной полости со стороны нижней области стримера, корональной дыры и магнитного облака, представляемой в виде тангенциального разрыва T_0 с разрежением плазмы при переходе через него, в случае наклонного взаимодействия (при угле взаимодействия в 30°) указывает на возникновение преломленной медленной ударной волны S_{2-} : $\underline{S_+T_0} \rightarrow \underline{R_{1+}T_1S_{2-}}$, где S_+ , R_{1+} – быстрая ударная волна и быстрая волна разрежения. Стрелка, направленная влево, указывает направление на Солнце, стрелка направо – от Солнца. Преломленная медленная ударная волна будет увеличивать концентрацию частиц и величину температуры протонов вместе с незначительным понижением величины магнитного поля, что может привести к размытию магнитного облака в потоке солнечного ветра, наблюдаемому на расстояниях, больших 2 а.е. от Солнца [8].

Преломленная медленная ударная волна не будет подвергаться затуханию Ландау внутри границы из-за малой величины плазменного параметра давления.

При прямом или лобовом догонном столкновении солнечной быстрой ударной волны с границей разреженного магнитного облака произойдет взаимодействие типа: $\underline{S_+T_0} \rightarrow$

$\overleftarrow{R_{1+}}T_1\overrightarrow{S_{2+}}$, при котором возникнет преломленная в облако быстрая ударная волна S_{2+} , влияющая на конфигурацию облака [12].

Важно обратить внимание на реальную возможность возникновения диссипативной ударной волны в короне Солнца при преломлении солнечного бездиссипативного вращательного разрыва через контактный разрыв в переходной области. При этом в случае наклонного столкновения возникает преломленная медленная ударная волна, создающая при соответствующих параметрах большой нагрев плазмы из-за затухания Ландау.

Можно отметить, что в последнее время обращается внимание на возможность нагрева солнечной короны волнами Альфвена, приходящими из переходной области [14], но в данной работе речь идет о вращательном разрыве или альфвеновском, представляющим собой сильный МГД разрыв.

4. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

1. – Солнечная быстрая ударная волна преломляется в плотную часть коронального стримера как быстрая ударная волна при незначительной диссипации.
2. – Солнечная быстрая ударная волна преломляется в разреженную корональную полость в виде сильно затухающей медленной ударной волны.
3. – Волна такого же типа преломляется в корональную дыру в виде медленной ударной волны.
4. – Солнечный бездиссипативный вращательный разрыв преломляется через контактный разрыв в переходной от хромосферы к короне области в виде диссипативной медленной ударной волны.
5. – Столкновения солнечных ударных волн лобового типа приводят к экспериментально наблюдаемому значительному количеству тангенциальных разрывов в короне Солнца и в солнечном ветре.
6. – Взаимодействия магнитных облаков, приводящие к распаду произвольного разрыва, вызывают значительное исчезновение облаков в корональной плазме.
7. – Представляется целесообразным во многих задачах физики короны Солнца не использовать парадигму пересоединения силовых линий магнитного поля.

Полученные результаты представляют интерес для прогноза космической погоды и для построения теории нагрева корональной плазмы.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа осуществлялась в рамках программы фундаментальных исследований ОФН РАН-16.

Автор выражает благодарность в.н.с. М.С.Чубею за помощь в оформлении статьи.

-
1. Ming Xiong, Huinan Zhang, Yumig Wang, and Shui Wang. Magnetohydro-dynamic simulation of the interaction between interplanetary strong shock and magnetic cloud and its consequent geoeffectiveness. *Journ. of Geophys Res.*, v. **111**, A08 105 doi: 10.1029 / 2005 JA 011593, (2006).
 2. Vandas M. and Fischer S., Dryer M., Smith Z., and Detman T., Geranios A. MHD simulation of an interaction of a shock wave with a magnetic cloud. *Journ. of Geophys.Res.*, **102**, A10, 22295-22300. October 1, (1997).
 3. Neugebauer M. Comment on the abundance of rotational and tangential discontinuities in the solar wind. *Journ.of Geophys. Res.*, **111**, A 04103, doi: 10.1029/ 2005 JA 011492, (2006).
 4. Прист Э., Форбс Т. // Магнитное пересоединение. М., Физматгиз, 2005.
 5. Пономарев Е.А., Седых П.А. Как разрешить проблему суббурь? *Геом.и Аэрономия*. **46**. No.4, 560-575, (2006).
 6. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. // Магнитная гидродинамика. - М.: Логос, 2005.
 7. Grib S.A. Interaction of non-perpendicular/parallel solar wind shock waves with the Earth's magnetosphere. *Space Sci.Rev.*, **32**, pp.43-48 (1982).
 8. Burlaga L.F. // *Interplanetary Magnetohydrodynamics*. N-Y.: Oxford Univ. Press, 1995.
 9. Гриб С.А., Пушкарь Е.А. Асимметрия нелинейных взаимодействий солнечных МГД разрывов с головной ударной волной. *Геом.и Аэрономия*. **46**, No.4, 442-448 (2006).
 10. Aschwanden M.J. Coronal magnetohydrodynamic waves and oscillations: observations and quests. *Roy. Soc. London Trans. Ser. A*. **364**, 417-432, (2006).
 11. Wang C. and Du D., Richardson J.D. Characteristics of the interplanetary coronal mass ejections in the heliosphere between 0.3 and 5.4 AU. *J.Geophys.Res.*, **110**, A10107, (2005).

12. *Zhang G.-L.* Intense magnetic clouds and their interactions with ambient solar wind streams.
// Solar Wind Seven Proc. of the 3-rd COSPAR Colloq. Held in Goslar, Germany. Ed by Marsh
E. and Schwenn R. Pergamon Press, Oxford, 689 (1992)
13. Гриб С.А., Сазонова В.Н. Об одном возможном механизме возникновения медленных удар-
ных волн в короне Солнца. Письма в Астрон. журн., **21**, No.4, 294, (1995).
14. Li Xiao Qing, Zhenda Zhang and Zhang Youyi. A heating model for the transition zone and
inner corona. Solar Phys., v.**91**, pp.289-297, (1984).

THE NONLINEAR TRANSITION OF THE MAGNETIC FIELD TO THE DISSIPATION OF THE SOLAR PLASMA

S. Grib

**Central (Pulkovo) Astronomical Observatory, Pulkovo,
Saint-Petersburg, 196140, Russia**

A model competitive to the so called magnetic merging or reconnection theory used for the solution of some typical problems of solar and solar wind physics is proposed. The problem of the splitting of the arbitrary discontinuity is solved in a strict way in many cases instead of the considering the problem of the reconnection of the magnetic field lines. The nonlinear interactions between such typical coronal MHD discontinuities as a solar fast shock wave and a tangential discontinuity at the boundary of the streamer, the magnetic cloud and coronal hole are considered. It is shown that usually a refracted fast shock wave appears inside a cloud but in a case of the specific oblique collision a refracted slow shock wave stable due to the magnetic field may effect the flow. These results help to understand better the experimental data on the interactions of the solar shock waves with magnetic clouds, pressure balanced structures and streamers. The possibility of the dissipative shock wave's appearance in the result of rotational (without any dissipation) discontinuity refraction through the solar transition region with a contact discontinuity is indicated. Just such refracted MHD slow shock waves may often heat the coronal plasma.

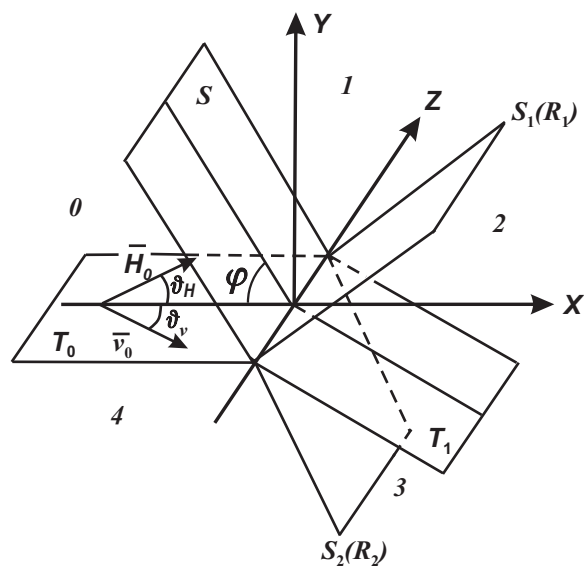


Рис. 1. Модель столкновения солнечной быстрой ударной волны S с тангенциальным разрывом T_0 на границе стримера, магнитного облака или корональной дыры.

24-й полярный цикл. Период: 2001–2006 гг.

В.В. Макарова¹ В.И. Сапешко¹

¹ГАС ГАО РАН, Кисловодск, Россия

В данной работе представлены предварительные результаты наблюдений полярных факелов в новом 24-ом цикле за период 2001-2006 гг.: графики средне-месячных чисел полярных факелов за данный период и сильные флуктуации, а также их широтное распределение за указанный период.

1. ВВЕДЕНИЕ

Впервые сопоставление между активностью Солнца в полярных зонах и зонах пятнообразования было выполнено Шили (1906–1975 гг.). Недостатком данного ряда было то, что число полярных факелов определялось только в те периоды, когда солнечный экватор и эклиптика располагались в одной плоскости. В наших ранних работах [1],[3] отмечалось значение изучения полярных факелов в свете развиваемых нами представлений о глобальном процессе солнечной активности, как о двух волнах тороидальной компоненты магнитного поля, возникающих в разное время на средних широтах Солнца и затем мигрирующих одна в полярные, другая – экваториальные области. Авторами исследованы четыре полярных цикла: 20-й, 21-й, 22-й и 23-й циклы. В данной работе представлены результаты наблюдений активности на полюсах Солнца в текущем, еще не завершенном, 24-ом цикле.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В данной работе использованы среднемесячные значения числа полярных факелов за период с 2000г. по 2006 год по данным Горной астрономической станции ГАО РАН. Этот ряд получен на основании ежедневных наблюдений полярных факелов, исправленных за эффект перспективного сокращения путем введения функции видимости. Такой подробный ряд о числе полярных факелов получен на Горной

астрономической станции за четыре цикла (1960–1999 гг.), он отличается большой достоверностью временных флуктуаций. Это дало возможность изучить не только особенности развития активности в полярных зонах Солнца, но и проследить связь высокоширотной деятельности Солнца с низкоширотной - зоной пятнообразования.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Активность Солнца обычно связывают с 11-летним циклом появления пятен и связанных с ними явлений, которые наблюдаются в зоне широт от $+40^\circ$ до -40° . Однако наблюдения полярных факелов, структуры короны, протуберанцев, эволюции крупномасштабных полей, переполюсовки полярного магнитного поля показывают, что активность Солнца следует рассматривать как глобальный процесс, протекающий от полюса до полюса. Известно, что в минимуме активности пятен на высоких широтах, более 50° наблюдаются небольшие, размером от 2 - 5 тыс. км, яркие образования с временем жизни не более суток, реже несколько дней - полярные факелы [4, 7]. Цикл полярных образований находится в противофазе с пятненным циклом. Согласно нашим наблюдениям новый цикл полярной активности начинается сразу же после переполюсовки магнитного поля Солнца [2]. Исследование связей полярных образований и площадей пятен цикла, следующего за полярным циклом (1960–1999 гг.), показало, что полярные факелы несут информацию о свойствах грядущего пятненного цикла [9]. Мы обнаружили значимую корреляцию (0,80) между сильными флуктуациями среднемесячных чисел полярных факелов $n(t)$ и сильными флуктуациями площадей пятен $S(t + Dt)$ следующего цикла пятен по полушариям, Dt составляет от 5,4 до 7 лет. Это значит, что циклы пятен модулированы частотой появления полярных факелов. Это оправдалось на примере четырех циклов [9]. Если это окажется верным на большом количестве циклов, то представится возможность прогноза временных вариаций активности пятен с заблаговременностью нескольких лет. В продолжение исследований, начатых на Горной астрономической станции еще в 1960 году, сейчас ведутся наблюдения полярных факелов нового 24-го полярного цикла. Первые образования на полюсах появились в этом цикле на широтах выше $\pm 40^\circ$ в 2001 году. Для измерения их используются сним-

ки фотосферы только высокого качества с оценкой 4 и 5 по пятибальной шкале, при стабильных атмосферных условиях.

Результаты данной работы заключаются в следующем: 1) среднемесячные числа полярных факелов, исправленные функцией видимости и сглаженные по трем точкам, представлены на рис. 1 (северное полушарие) и на рис. 2 (южное полушарие) за период 2001–2006 гг., зачернением выделены сильные флуктуации. Из приведенных данных видны несколько таких сильных положительных флуктуаций на севере и юге Солнца, которые можно ожидать в будущем 24-ом цикле пятнообразования. Интересно отметить, что по первой половине текущего цикла можно уже судить о вполне выраженной двухвершинности этого цикла; 2) мощность 24-го полярного цикла значительно меньше цикла 23-г: максимальные значения числа полярных факелов в этом цикле в 1.7 раза меньше, чем соответствующие значения факелов в 23-ем полярном цикле; 3) на рис. 3 представлено широтное распределение годовых значений полярных образований соответственно на севере и на юге. Откуда видно смещение зоны концентрации полярных факелов к полюсам.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 05–02–16229 и 06-02-16333.

-
1. В.И. Макаров, В.В. Макарова, Солнечные данные **12**, 88 (1984).
 2. В.И. Макаров, В.В. Макарова, С. Кучми, Солнечные данные **8**, 53 (1985).
 3. В.И. Макаров, В.В. Макарова, Солнечные данные **9**, 71 (1985).
 4. В.И. Макаров, В.В. Макарова, Солнечные данные **10**, 73 (1987).
 5. F. Weber, Meteorologie und Geographie, **8**, 143 (1885).
 6. P.A. Secchi, (Le Soleil. Paris, 1875), 428.
 7. N.R. Sheeley, (J. Ap. J.) **140**, 731 (1964).
 8. M.Zs. Waldmeier, (Ap.) **38**, 37 (1955).
 9. V.I. Makarov, V.V. Makarova, Solar Physics **163**, 267 (1996).

THE 24 POLAR CYCLE. PERIOD: 2001 - 2006

V. V. Makarova, V. I. Sapesko

The preliminary observational results of polar faculae in a new 24-th polar cycle for the period 2001 - 2006 years has presents in this work: mean monthly diagrams of polar faculae numbers for this period, strong fluctuations and their latitudinal distribution for the specified term too.

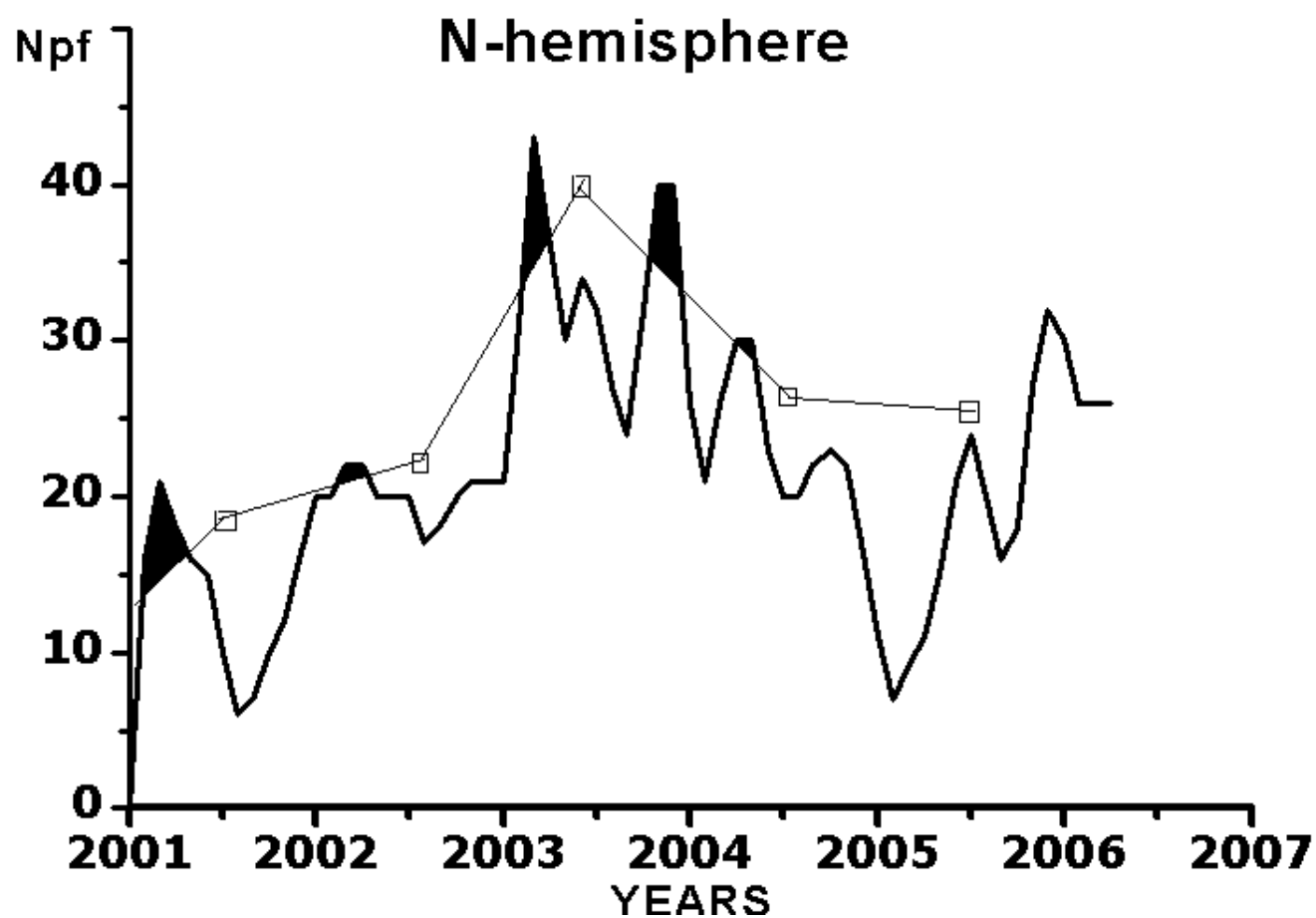


Рис. 1.

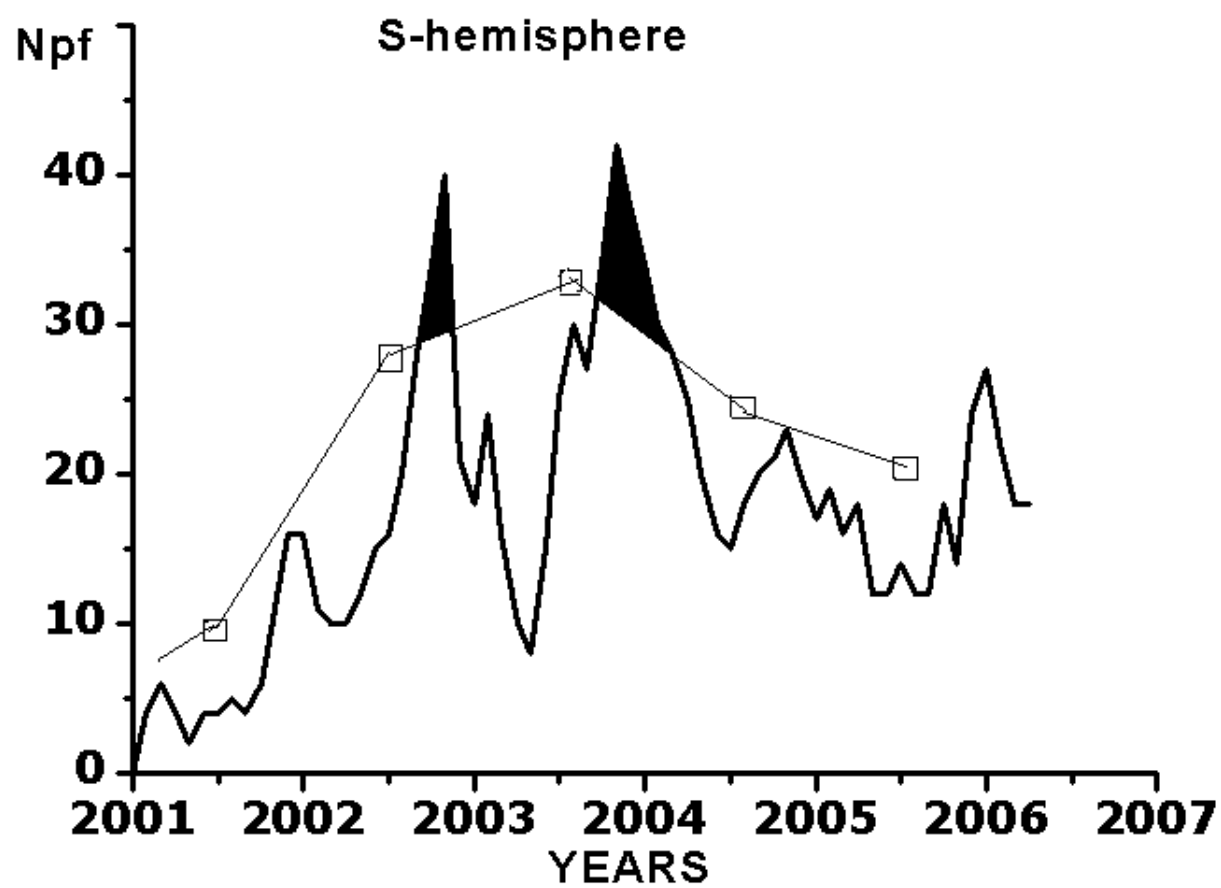


Рис. 2.

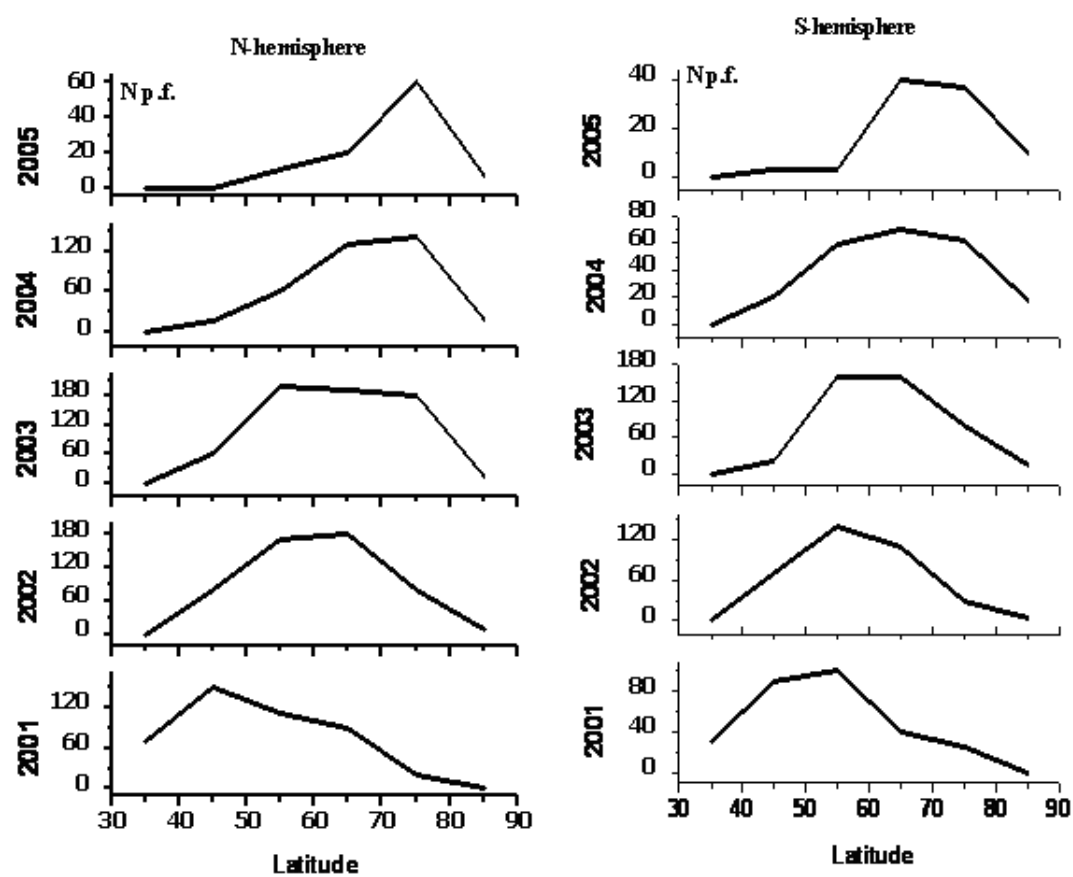


Рис. 3.

Анализ динамики крупномасштабных горизонтальных скоростей и магнитного поля на Солнце в периоды быстрых перестроек

С.И. Молодых,¹ П. Амброж,² В.А. Коваленко,¹ О.А. Рубцова¹

¹ *Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, 664033, Иркутск, а/я 4026*

² *Астрономический институт АН Чешской Республики, Ондřejејов*

Проведен анализ поля скоростей крупномасштабных структур магнитного поля во время перестроек структуры глобального магнитного поля. Обнаружен ряд характерных особенностей поля скоростей в эти периоды. Значительная часть поверхности Солнца в это время занята областями с малыми горизонтальными скоростями, которые на фазе роста солнечной активности соответствуют областям положительной дивергенции поля скорости, а на фазе спада областям отрицательной дивергенции. Такой характер изменения поля скоростей в данные периоды согласуется с предложенным ранее сценарием изменения магнитного поля во время перестроек структуры глобального магнитного поля.

Рассчитаны средние за кэррингтоновский оборот значения горизонтальной скорости, и дивергенции горизонтальной скорости за период с 1646 по 2006 кэррингтоновский обороты. Обнаружено наличие как относительно медленных закономерных изменений этих величин в течение цикла солнечной активности, так и существование ряда всплесков, которые наблюдаются на разных фазах цикла солнечной активности. Возрастание средней горизонтальной скорости на фазе роста солнечной активности обусловлено, скорее всего, относительными движениями областей всплывающего нового магнитного потока. Резкие же возрастания средней дивергенции горизонтальной скорости, по нашему мнению, связаны с быстрыми перестройками структуры крупномасштабного магнитного поля.

1. ВВЕДЕНИЕ

Свойства гелиосферы, такие как пространственно-временное распределение скорости солнечного ветра, потока частиц и межпланетного магнитного поля, определяют

ся крупномасштабными магнитными полями на Солнце и их динамикой. Особый интерес представляет происхождение крупномасштабных неоднородностей в солнечном ветре, которые, с одной стороны, являются проявлением солнечной переменности в межпланетном пространстве, с другой - главной причиной возмущений геомагнитного поля. Основными источниками неоднородностей являются корональные дыры, солнечные вспышки и корональные выбросы массы. Исследование последних важно как для понимания механизмов формирования нестационарного солнечного ветра, так и для прогноза состояния космической погоды, поскольку наиболее сильные геофизические возмущения связаны со спорадическими явлениями на Солнце. В работах [1] и [2] были обнаружены периоды быстрых глобальных изменений магнитных полей на Солнце характерные для каждого 11-летнего цикла солнечной активности и сопровождающиеся аномальными возмущениями в солнечном ветре и межпланетном магнитном поле (ММП), интенсивности космических лучей и геомагнитной активности. В работе [3] был предложен сценарий изменения магнитных полей на Солнце, объясняющий наличие быстрых изменений этих полей.

Данная работа посвящена анализу проявлений быстрых перестроек магнитных полей на Солнце в поле горизонтальных скоростей.

2. СЦЕНАРИЙ БЫСТРЫХ ПЕРЕСТРОЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ

В работах [1], [2] были обнаружены периоды быстрых изменений магнитных полей, которые охватывают значительную часть поверхности Солнца и сопровождаются аномальными возмущениями в солнечном ветре и ММП, интенсивности космических лучей и геомагнитной активности. В [2] было показано, что в потоке частиц солнечного ветра достаточно отчетливо проявляются глобальные изменения магнитных полей в короне. Согласно развиваемой нами модели формирования солнечного ветра долговременные вариации плотности потока частиц низкоскоростного режима истечения солнечного ветра ($V < 400 \text{ кмс}^{-1}$) в цикле солнечной активности достаточно определенно отслеживают глобальную магнитную структуру солнечной короны и гелиосферы, определяющую в свою очередь изменения глобальной геометрии течения в короне и соответственно распределение nv по гелиографической широте. В то время как высокоскоростной режим

($V > 500 \text{ кмс}^{-1}$) особенно для B_z компоненты ММП в значительной степени характеризует нестационарный режим истечения солнечного ветра, связанный с нестационарными процессами в солнечной короне и выбросами корональной массы.

На рис.1 приведены данные долговременных вариаций различных гелиогеофизических параметров и солнечной активности за период с 1968 по 2001 год: числа Вольфа, поток частиц солнечного ветра (nv) для низкоскоростного режима, средние значения модуля B_z компоненты ММП для высокоскоростного режима, A_p - индекс геомагнитной активности.

Анализ вариаций nv позволяет выделить некоторые закономерности в их изменениях. Наряду с флуктуациями, связанными с нестационарными процессами, наблюдается быстрое понижение потока частиц солнечного ветра на фазе роста солнечной активности и возрастание на фазе спада. Быстрые изменения уровня nv для низкоскоростного режима обусловлены глобальной перестройкой конфигурации магнитных полей в короне и соответствующим перераспределением потока массы солнечного ветра по гелиографическим широтам.

Как видно на рис.1 эти изменения происходят достаточно быстро (в течение 1-2 солнечных оборотов) - первое на фазе роста солнечной активности, а второе - на фазе спада и сопровождаются значительными возрастаниями B_z компоненты ММП для высокоскоростного режима. Эти процессы связаны в первую очередь с изменениями на уровне фотосферы и соответственно в короне распределения магнитного потока, открытого в межпланетное пространство и являются главной причиной долговременных вариаций плотности потока частиц солнечного ветра, наблюдаемых на орбите Земли. Быстрое (1-2 оборота) понижение nv для низкоскоростного режима в начале 1978г., в середине 1988г. и 1998г. Эти периоды характеризуются усилением низкоширотных ($+ - 40^\circ$) фоновых магнитных полей, вследствие всплытия полей "нового" цикла. Следствием этого явилось быстрое изменение глобальной магнитной структуры короны, существенное увеличение открытого магнитного потока от низкоширотных областей солнечной короны. Это подтверждается результатами расчетов долговременных вариаций открытого магнитного потока в цикле солнечной активности, представленных в [4] [5]. Таким образом, фактически вариации потока частиц солнечного ветра низкоскоростного режима отражают переход структур глобального магнитного поля Солнца от минимального к максимальному типу и наоборот.

В работе [3] был предложен сценарий описанных выше быстрых изменений и отмечены основные физические процессы ответственные за взаимодействия магнитных полей в атмосфере Солнца. Вследствие высокой проводимости плазмы солнечной атмосферы при подъеме магнитного поля из конвективной зоны происходит относительно медленная взаимная деформация всплывающего и имеющегося магнитных полей, т.е. формирование новой токовой системы, которая при достижении определенных критических условий быстро разрушается в результате пересоединения с выделением значительного количества энергии.

В случае сильных магнитных полей происходит солнечная вспышка, для крупномасштабных полей - выброс массы и ускорение солнечных КЛ, а для глобального поля - формирование новой структуры, сопровождающееся выбросами массы и магнитного поля. Основное различие заключается в пространственно-временных масштабах процесса взаимодействия, величине магнитного поля, участвующего во взаимодействии, а соответственно и в особенностях проявления в атмосфере Солнца, гелиосфере и атмосфере Земли. Основным физическим механизмом, приводящим к быстрым изменениям магнитных полей в атмосфере Солнца, является процесс пересоединения.

Учитывая все выше изложенное, представляется интересным рассмотреть, как быстрые изменения структуры магнитного поля проявляются в поле горизонтальных скоростей.

3. ПРОЯВЛЕНИЕ БЫСТРЫХ ПЕРЕСТРОЕК В ПОЛЕ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ

На основе измерений магнитных полей на Солнце, проводимых на обсерватории Кит Пик, нами на основе методики изложенной в работе [6] было рассчитано поле горизонтальных скоростей для Кэррингтоновских оборотов с 1646 по 2006. Анализ временной эволюции полученных синоптических карт горизонтальной скорости показывает наличие некоторых особенностей. Так на фазе роста солнечной активности в период перестройки глобального магнитного поля наблюдается появление крупномасштабных областей с малыми значениями горизонтальной скорости, в которых дивергенция скорости положительна. На рис.2 приведен пример такой эволюции, наблюдавшейся в 1978

году (1662 - 1666 Кэррингтоновские обороты). На этом рисунке горизонтальные скорости изображены стрелками, а градации серого показывают значения дивергенции этих скоростей (светлые области соответствуют областям с положительной дивергенцией горизонтальной скорости). На рис.2 можно видеть, что в 1664 Кэррингтоновский оборот в интервале долгот 240° - 330° на широтах от -40° до 40° наблюдается область с малыми значениями горизонтальной скорости.

На фазе спада солнечной активности в период перестройки глобального магнитного поля также наблюдается появление крупномасштабных областей с малыми значениями горизонтальной скорости, но в отличие от фазы роста солнечной активности дивергенция горизонтальной скорости в этих областях отрицательна. Пример такой эволюции, наблюдавшейся в 1982 году (1715 - 1719 Кэррингтоновские обороты) приведен на рис.3. В 1717 Кэррингтоновский оборот область с малыми значениями горизонтальной скорости наблюдается на широтах от -30° до 40° интервале долгот 90° - 140° . Поскольку положительная дивергенция горизонтальной скорости обусловлена, скорее всего, подъемом нового магнитного потока из-под фотосферы, мы можем, на основе проведенного анализа, сделать вывод о том, что на фазе роста солнечной активности в период перестройки глобального магнитного поля происходит подъем из-под фотосферы нового крупномасштабного магнитного потока, взаимодействие которого со старым полем и приводит к наблюдаемой перестройке структуры магнитного поля. Изменения поля горизонтальных скоростей, наблюдающиеся на фазе спада солнечной активности, обусловлены, скорее всего, опусканием магнитного потока под фотосферу. Следует отметить, что области с опускающимся магнитным потоком на фазе спада солнечной активности имеют меньшие размеры, чем области с поднимающимся магнитным потоком на фазе роста солнечной активности.

Таким образом, изменения поля горизонтальных скоростей, наблюдающиеся как на фазе роста, так и на фазе спада солнечной активности вполне соответствуют описанному выше сценарию быстрых изменений магнитных полей на Солнце, который был предложен в работе Жеребцова [3].

Для сопоставления изменений поля горизонтальных скоростей с другими физическими величинами, связанными с солнечной активностью, нами были рассчитаны значения, как горизонтальной скорости, так и дивергенции горизонтальной скорости средние за Кэррингтоновский оборот для диапазона гелиографических широт от -40° до 40° .

На рисунке 4 представлены B_z - компонента межпланетного магнитного поля для высокоскоростного режима и горизонтальные скорости магнитных структур. Видно наличие как относительно медленных закономерных изменений этих величин в течение цикла солнечной активности, так и существование ряда всплесков, которые наблюдаются на разных фазах цикла солнечной активности. Относительно медленное возрастание средней горизонтальной скорости на фазе роста солнечной активности обусловлено, скорее всего, относительными движениями областей всплывающего нового магнитного потока. Резкие же возрастания средней горизонтальной скорости как на фазе роста так и на фазе спада солнечной активности, по нашему мнению, связаны с быстрыми перестройками структуры крупномасштабного магнитного поля.

На рис.5 представлены дивергенция горизонтальной скорости и поток частиц солнечного ветра для низкоскоростного режима истечения солнечного ветра. В изменениях дивергенции горизонтальной скорости в отличие от вариаций скорости отсутствует плавное возрастание на фазе роста солнечной активности. Это обусловлено, скорее всего, тем, что в дивергенции горизонтальной скорости не отражаются относительные движения магнитных структур, происходящие на фазе роста солнечной активности. Анализ изменений дивергенции горизонтальной скорости в периоды быстрых перестроек структуры магнитного поля показывает, что в эти периоды наблюдаются резкие возрастания дивергенции, которые вызваны, вероятнее всего, подъемом магнитного потока на фазе роста солнечной активности и опусканием на фазе спада.

4. ВЫВОДЫ

Проведенный анализ поля скоростей крупномасштабных структур магнитного поля во время перестроек структуры глобального магнитного поля показал, что значительная часть поверхности Солнца в это время занята областями с малыми горизонтальными скоростями, которые на фазе роста солнечной активности соответствуют областям положительной дивергенции поля скорости, а на фазе спада областям отрицательной дивергенции. Такой характер изменения поля скоростей в эти периоды согласуется с предложенным ранее сценарием перестроек структуры глобального магнитного поля.

Возрастание средней горизонтальной скорости на фазе роста солнечной активности

обусловлено, скорее всего, относительными движениями областей всплывающего нового магнитного потока. Резкие же возрастания средней дивергенции горизонтальной скорости, вероятнее всего, связаны с быстрыми перестройками структуры крупномасштабного магнитного поля.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований РАН №16 и РФФИ (грант 06-05-81011-Бел_а).

-
1. G.A. Zherebtsov, V.A. Kovalenko, Adv. Space Res. **17**, 335 (1996).
 2. G.A. Zherebtsov, V.A. Kovalenko, S.I. Molodykh, J. Geophys. Res. **103**, 2137 (1997).
 3. Г.А. Жеребцов, В.А. Коваленко, С.И. Молодых, Доклады Академии Наук **394**, 606 (2004).
 4. J.T. Hoeksema, P.H. Scherrer, Adv. Space Res., **8**, 177 (1988).
 5. J.T. Hoeksema, Adv. Space Res., **11**, 15, (1991).
 6. P. Ambroz, Solar Physics **198**, 253 (2001).

THE ANALYSIS OF DYNAMICS OF LARGE-SCALE HORIZONTAL VELOCITY AND MAGNETIC FIELD ON SUN IN FAST RECONSTRUCTION PERIODS

S. I. Molodykh, P. Ambroz, V. A. Kovalenko, O. A. Rubtsova

The analysis of velocity field of large-scale structures of magnetic field in fast reconstruction periods of global magnetic field structure was carrying out. The set of characteristic property of velocity field in these periods was found. Considerable proportion of solar surface in this time is occupied by regions with small horizontal velocity that correspond with one of positive divergence of velocity field on increasing phase of solar activity, and regions of negative divergence on decreasing phase. That character of velocity field change in these periods adjusts with scenario of magnetic field change in time of global magnetic field reconstruction, which was suggested by authors.

The mean (for Carrington rotation) horizontal velocity and horizontal velocity divergence was calculated for period 1646-2006 Carrington rotations. It was found as the presence slow regular variation of these characteristic, as also the existence set of the surge, which may be observed on different phases of solar activity cycle. The growth of mean horizontal velocity on increasing phase of solar activity is caused, most likely, by relative motions of emerging new magnetic flux regions. The abrupt growth of the mean horizontal velocity divergence is caused, in our opinion, by fast reconstructions of the magnetic field structure.

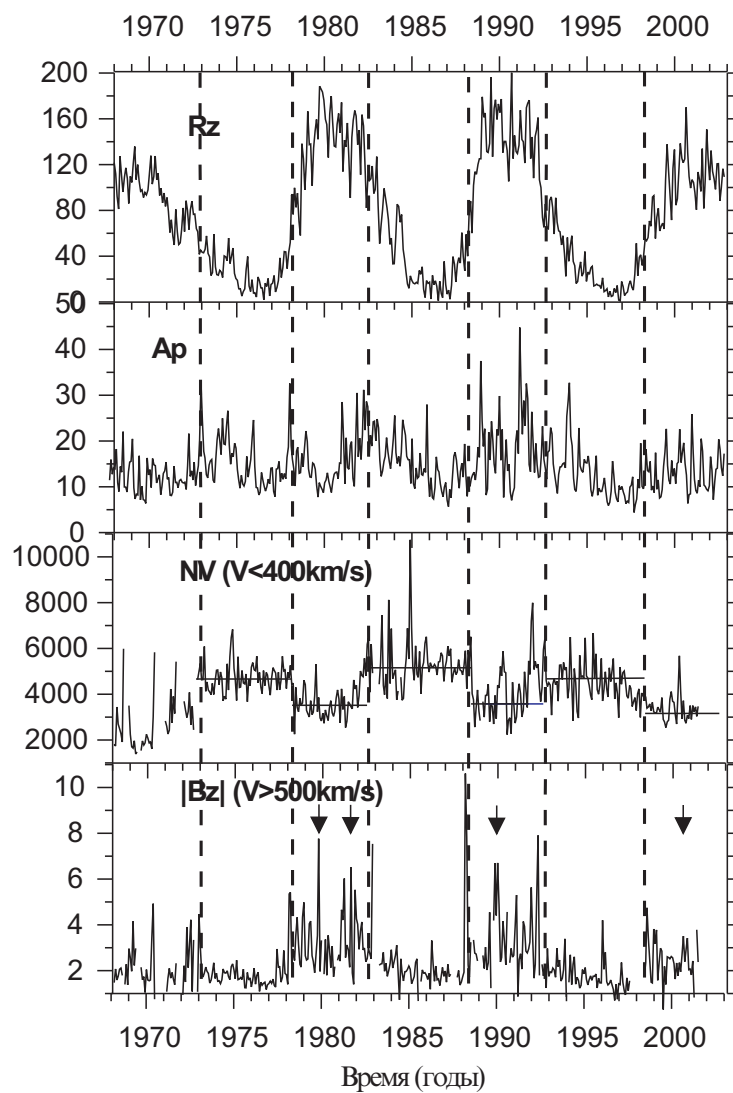


Рис. 1. Проявление быстрых перестроек магнитного поля в параметрах солнечного ветра, ММП и геомагнитной активности. Вертикальными линиями отмечены периоды перестройки глобального поля, а стрелками крупномасштабного.

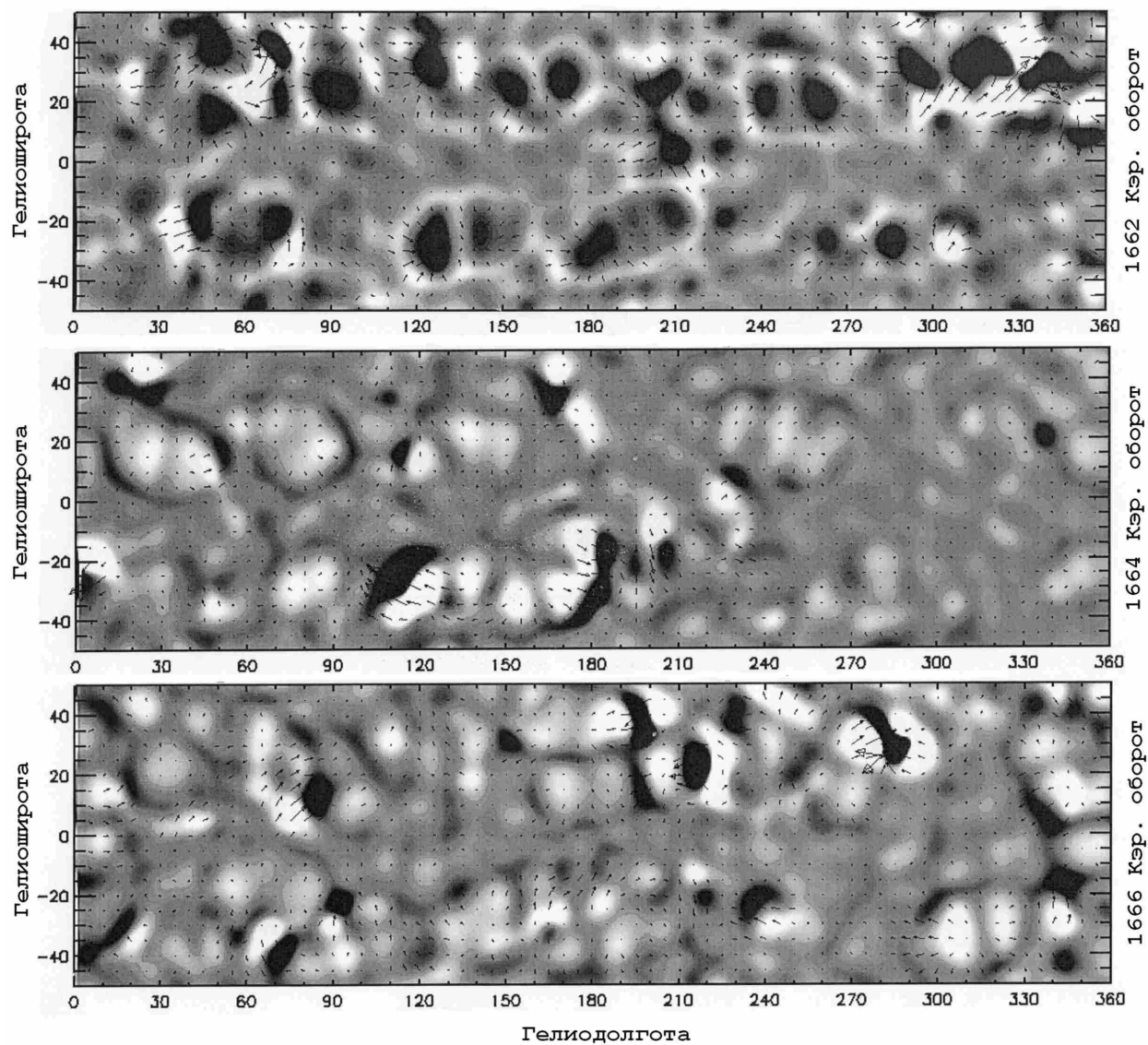


Рис. 2. Изменение поля горизонтальных скоростей в период быстрой перестройки магнитного поля на фазе роста солнечной активности.

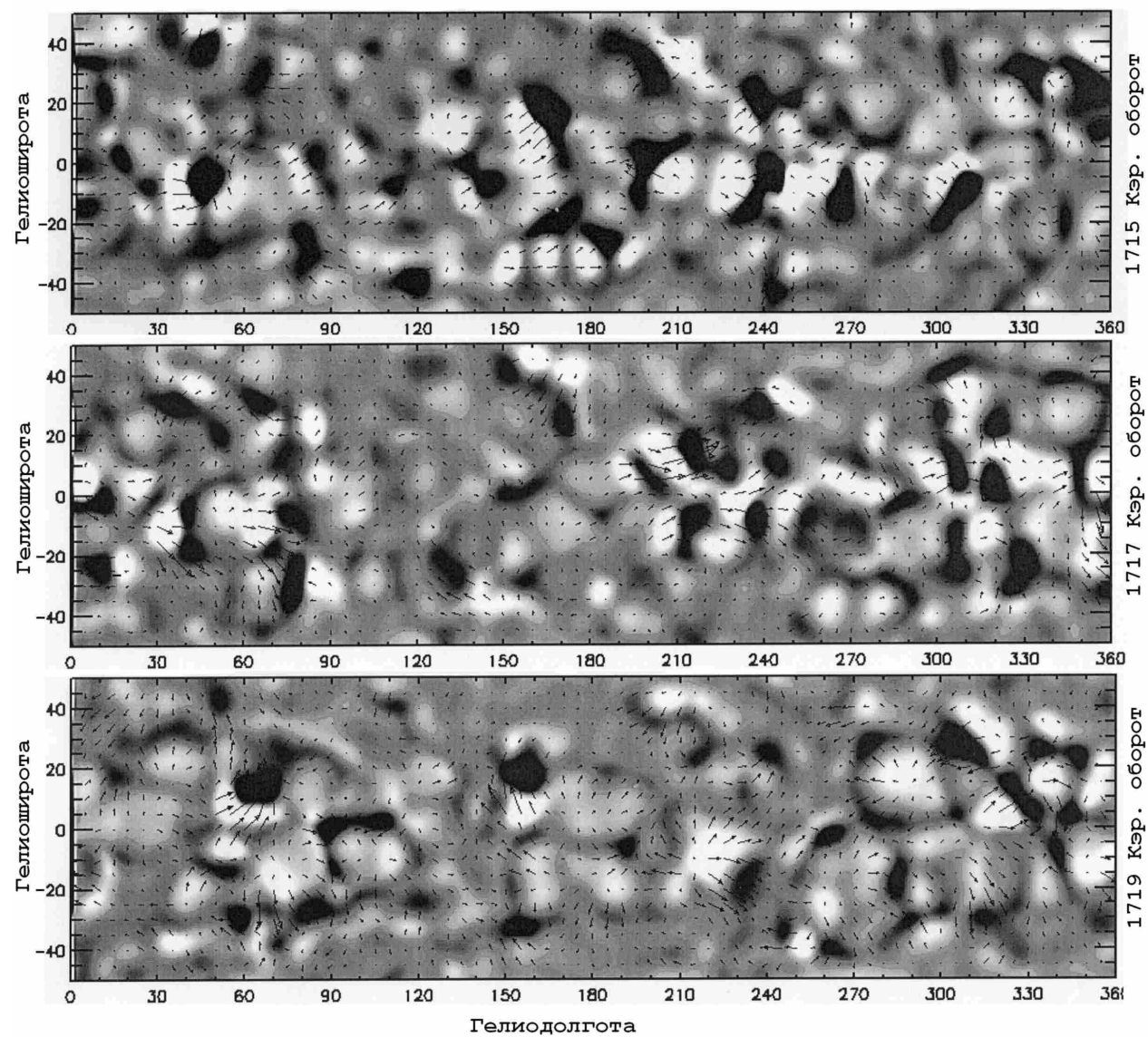


Рис. 3. Изменение поля горизонтальных скоростей в период быстрой перестройки магнитного поля на фазе спада солнечной активности.

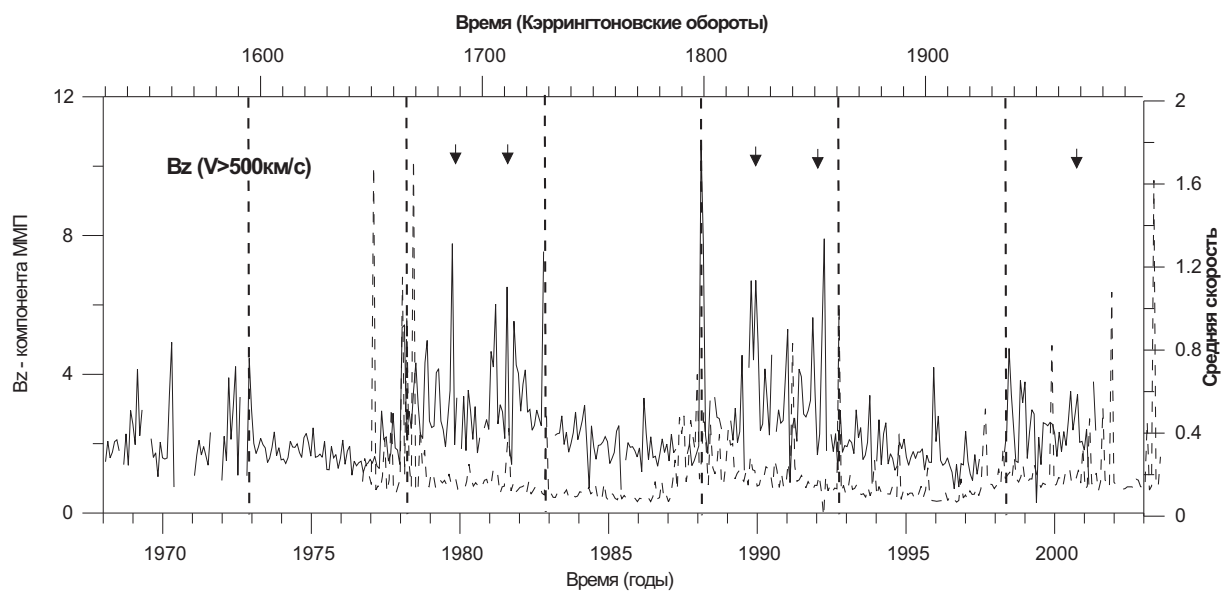


Рис. 4. B_z компонента межпланетного магнитного поля высокоскоростного режима истечения солнечного ветра (сплошная линия) и средние за Кэррингтоновский оборот горизонтальные скорости (штриховая линия).

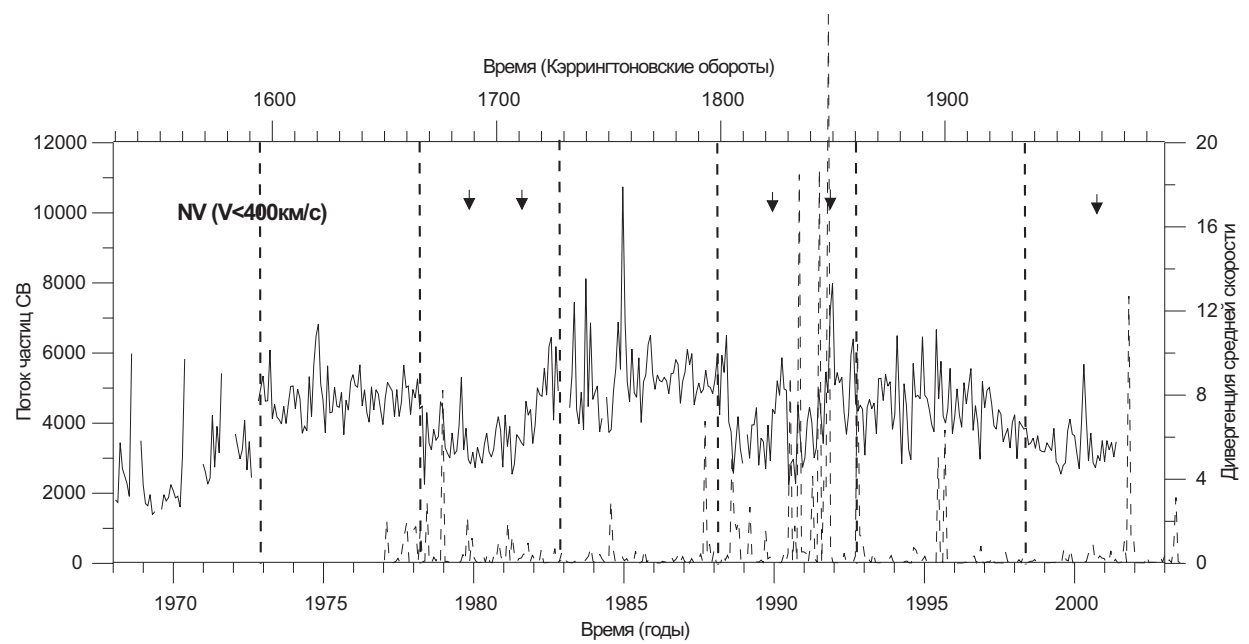


Рис. 5. Поток частиц низкоскоростного режима истечения солнечного ветра (сплошная линия) и средняя за Кэррингтоновский оборот дивергенция горизонтальной скорости (штриховая линия).

Секция 2

«Колебательные и циклические процессы на Солнце »

КОЛЕБАНИЯ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА РАЗНЫХ ВЫСОТАХ ФОТОСФЕРЫ СОЛНЦА. II

В.И. Ефремов,¹ Р.Н. Ихсанов,¹ Л.Д. Парфиненко¹

¹*Главная астрономическая обсерватория РАН*

Излагаются результаты наблюдений колебаний поля лучевых скоростей в солнечных пятнах и их окрестностях, определяемых по доплеровским смещениям спектральных линий, образующихся на разных высотах. Показано, что колебания разных мод (периодов) пространственно локализованы в "островах" мезогранулярного масштаба. Характер распределения дисперсий скоростей с высотой существенным образом различны в островах возбуждения и в "межостровных" пространствах в первую очередь из-за наличия или отсутствия магнитного поля в них.

Серии наблюдений длительностью 4 часов показали, что кроме 5-ти минутных, выявляются так же колебания с периодами 35 – 80 минут, а в полутени пятен наблюдаются и более короткие моды равные 13 и 21 минутам.

1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование колебательных процессов в солнечных пятнах и в окружающей их фотосфере представляет особый интерес для солнечной физики, поскольку эти области заняты достаточно сильным (преимущественно вертикальным) магнитным полем. Волновые и колебательные свойства такой среды существенно отличаются от аналогичных свойств атмосферы, свободной от магнитного поля [1, 2]. Обычно внимание исследователей сосредоточено на исследованиях относительно высокочастотных (с периодами в 3-5 минут) МГД-колебаний в солнечных пятнах. Изучению этих колебаний посвящена весьма обширная литература, как наблюдательного, так и теоретического характера [3-9, а также [10-13]]. Но наряду с этими, достаточно хорошо изученными осцилляциями, в солнечных пятнах и их окрестностях наблюдаются и долгопериодические (с периодами от получаса до нескольких суток) колебания физических параметров, кото-

рые, в частности, проявляются как во временных вариациях магнитного поля пятен и лучевых скоростей [10-12], так и в радиоизлучении источников над пятнами [13-15].

В данной работе использованы наблюдения, полученные в 2004-2006гг по новой методике. Вместо регистрации лучевых скоростей с помощью CCD видеокамеры спектрогелиографа-магнитографа мы в данном исследовании применили прямую регистрацию доплер-смещений по изображениям солнечного спектра, полученным с помощью цифровой зеркальной камеры типа CANON. Матрица камеры (CMOS датчик) размером 22.2 x 14.8 мм установлена в фокальной плоскости спектрографа солнечного горизонтального телескопа АЦУ-5. Фокусное расстояние телескопа - 17 метров. Диаметр Солнца на щели спектрографа равен 161 мм, т.е. мы имеем 11.9"/мм. Изотермический четырехкамерный спектрограф солнечного телескопа имеет дисперсию спектра в IV порядке в районе линии $H\alpha$ около 3.7 мм/Å, при этом обеспечивается спектральное разрешение 0.15nm. Общее количество пикселей - 8.2 миллиона. Использовано разрешение 3456 x 2304 пикселя. Тип получаемых изображений JPEG или RAW (12 бит). При наблюдении солнечного спектра освещенность матрицы цифровой камеры оказывается вполне достаточной для работы с выдержками короче 0.01 сек при чувствительности ISO200. Цифровая камера управляется с помощью компьютера через скоростной интерфейс USB2. В процессе наблюдений камера автоматически делает снимки спектра через необходимый временной интервал (15-30 сек) на протяжении всей серии наблюдений. Для удобства применения Фурье преобразования делается серия из 512 кадров. Получены серии наблюдений длительностью от 1 часа до 4 часов.

При проведении наблюдений такого рода наблюдатель должен вести тщательный контроль положения выбранной области на щели спектрографа. Оно несколько меняется на протяжении длительной серии наблюдений из-за вращения Солнца и из-за годового изменения склонения Солнца. Для осуществления данного контроля нами используется зеркальная щель спектрографа, отражающая с увеличением изображение щели на специальный экран, и изображение спектра, получаемое с помощью вспомогательной телевизионной камеры на видеомониторе, по которому легко и удобно контролировать положение конкретных элементов изображения на щели спектрографа.

Измерение лучевых скоростей в атмосфере Солнца, как известно, основано на определении смещений спектральных линий, обусловленного эффектом Доплера:

где $\Delta\lambda$ - измеренное смещение линии в спектре, обусловленное движением источника

излучения относительно наблюдателя – доплеровское смещение; λ' , λ_0 – значение длин волн движущегося и неподвижного источника, соответственно; v – собственно лучевая скорость (проекция скорости на луч зрения); c – скорость света.

Исходные данные, полученные на АЦУ-5, представлены в виде последовательности спектрограмм (битовых карт в формате jpg) участка солнечного спектра в диапазоне 649.38нм - 649.97нм. На рис 1, в качестве примера, приведена часть цифровой спектрограммы Солнца, для 19 июля 2004г. Внизу под линиями указаны высоты их образования в фотосфере Солнца [16].

В зависимости от длительности наблюдений (от 1 часа до 4 часов) интервалы между спектрограммами выбираются от 15 сек до 30 сек. Как правило, это последовательность из 512 спектрограмм.

Обработку данного материала можно разбить на три основных этапа: подготовительный, расчетный и анализ полученных карт.

2. ПОДГОТОВКА ДАННЫХ

Подготовка, в основном, состоит в разработке сценария действий для одной спектрограммы и применения его ко всей их последовательности. Как правило, сценарий включает в себя использование ряда стандартных программ: Resize Image, Change to Grayscale, Negative Image, Adjust brightness/Contrast, Filter: blur more и др. Это позволяет выбрать нужную рабочую область, устранить локальные дефекты (царапины, пробитые пиксели), повысить контраст спектральных линий для более точного определения положения центра тяжести линии. Заключительным этапом подготовки данных является перевод битовой карты в ASCII коды.

3. РАСЧЕТ ДОППЛЕР-КАРТ

Это - основной этап обработки данных, требующий больших ресурсов компьютера и времени. На процессорах типа AMD Athlon XP 1700+ для построения 7 доплер-карт (т.е. для 7 спектральных линий) по последовательности из 512 спектрограмм требуется 8 - 10 часов счетного времени.

Прежде всего, для каждой спектральной линии определяются свои границы области, которые выбираются в зависимости от полуширины спектральной линии, так что-

бы контур линии в крыльях был достаточно пологим. Это позволяет достичь достаточно уверенного определения положения максимума контура спектральной линии и, соответственно, величины его смещения относительно следующих сканов. При первом сканировании мы определяем точку - положение центра контура линии (центра тяжести), которая затем становится реперной для последующих сканов. В результате после окончания сканирования линии мы получаем вектор смещений, а обработав все 512 спектрограмм (4 часа наблюдений) – карту доплер-смещений для данной спектральной линии. Учитывая дисперсию в данной спектральной области, окончательно получаем карту доплер-скоростей. Заключительной частью этого этапа обработки является фильтрация карт – снятие трендов, вызванных некоторым (незначительным) наклоном спектральных линий в спектре, дисторсией, а также чистка различных дефектов типа муаров, духов и пр.

Теперь все готово для проведения анализа данных: щель спектрографа вырезает определенную область на Солнце, а выбранный диапазон линий позволяет изучить распределение вертикальных скоростей с высотой. В результате обработки всех кадров данной серии, мы получаем двумерную цифровую матрицу. По одной координате показывается калиброванное распределение скоростей вдоль щели спектрографа, по другой дается развертка скоростей во времени. Это позволяет изучать колебательные процессы строго одновременно для всех линий, попадающих в рабочую площадь матрицы, т.е. можно определять сдвиг фазы скорости с высотой в атмосфере Солнца.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис.2 “А” представлена карта доплер-смещений полученная по данным наблюдения вблизи пятна группы СД66(2005) в результате обработки последовательности спектрограмм. Ниже, панели “В” и “С” приведены две двумерные контурные карты распределения мощности колебания лучевых скоростей (СМ – линейные спектры мощности). По оси ординат отложены частоты (mHz), по оси абсцисс – линейные размеры вдоль щели спектрографа в пикселях. Продолжительность наблюдений данной серии составляла 60 минут. На верхней карте представлены СМ, полученные в спектральной линии с эффективной высотой образования центральной части контура около 190км, а на нижней карте – в линии с высотой 500км.

Из правой половины рис.2 следует, что при малой активности (слабом магнитном поле) наблюдаются только 5- минутные колебания скоростей сосредоточенные в диапазоне частот 2,8-4,5 mHz. Спектральная мощность лучевых скоростей наблюдается в локальных образованиях размером 610". Расстояние между их центрами составляет 3638 т.е. имеет размер супергранулы.

С приближением к пятну (пятно находится слева), размеры и формы локальных областей, в которых наблюдаются 5-ти минутные колебания, заметно изменяются.

Проведенные расчеты распределения дисперсии лучевых скоростей с высотой ($V_{rms}(h)$) показывают, что в местах локализации пиков СМ и промежутках между ними ход и характер поведения колебаний различен. Так на разрезах 300 и 100 (рис.2 D) в местах максимумов пиков СМ величины V_{rms} заметно выше, чем на разрезе 250 в минимуме. Причем, чем выше пик СМ, тем выше дисперсия скоростей. Как следует из рисунка, скорость с высотой после 200-300км имеет тенденцию медленно увеличиваться. Далее, на рис.2 “В”, кроме локальных образований с 5-ти минутными колебаниями, видна также цепочка слабых локальных пиков СМ, колеблющихся с частотой $f < 1\text{mHz}$. Положение тех и других пиков СМ часто совпадает, однако, не всегда. В связи с этим представляет интерес исследовать серии наблюдений продолжительностью более 1 часа.

На рис.3 в верхней части приведены спектральные карты (СМ) лучевых скоростей для “сильной” L7 (сильной) и “слабой” L2 спектральных линий в районе пятна 7 мая 2006г, с продолжительностью серии 4 часа. Из рисунка видно, что кроме 5-ти минутных колебаний локальных образований, плотно заполнивших область частот 2.8 – 4.5 mHz., кроме участка самого пятна, наблюдаются также колебания в основном в диапазоне 0.2 - 0.4 mHz, т.е. с периодами 40-80минут. На карте отмечены зоны пятна “U” и полутени “PU”. Если картина распределения мощности колебаний в 5- мин. моде с высотой практически одинакова, то в низкочастотной различна: для “сильных” линий (L7) колебания в пятне по-прежнему подавлены, в то время как для “слабых” (L2) – отчетливо наблюдается период колебаний ~ 80 мин.

Для сравнения, в нижней части рис. 3 приведены две спектральные карты полученные в 4-х часовых наблюдениях для центральной части спокойного Солнца (6/08-2006) в “сильной” (L7) и “слабой” (L2) спектральных линиях. Как хорошо видно, в отсутствии зон активности низкочастотная мода отсутствует. По-прежнему, колебания сосредото-

чены, в основном, только в полосе частот 2.8 – 4.5 mHz .

Зоны регулярности или добротность колебаний хорошо выявляются при помощи вейвлет анализа. Так, построенный вейвлет для разреза проведенного через область возбуждения колебаний (рис.4), показывает, что цуги 5-ти минутных колебаний имеют длительность в среднем 20-35 минут, а их надежность существенно превышает 3σ . В тоже время согласно карте комплексного вейвлет анализа длинноволновые колебания происходят непрерывно в течение всего времени наблюдений, но их надежность невысока.

В отличие от слабо возбужденной фотосферы, 19 июня 2004г в сильно возбужденной фотосфере и полутени большого пятна группы СД127 наряду с 5-ти минутными, наблюдались длинноволновые колебания с периодами в 7, 13, 21 минут. В этом случае спектрограммы получались через 30сек в течение 64 минут.

На рис.5 приведены две карты СМ, представляющие распределение лучевых скоростей по частоте вдоль щели спектрографа для спектральных линий №2 и №7, характеризующих нижнюю и верхнюю половину высот фотосферы. Сравнение верхней и нижней карт хотя и показывает, в основном, совпадение локальных максимумов СМ, но имеет и различия. Так в полосе частот 2.8-4.2 mHz, соответствующей 5-ти минутным колебаниям, в нижней фотосфере при переходе от фотосферы (область А) вправо через границу полутени в область “В” не происходит заметного ослабления локальных максимумов СМ, в то время как в верхней половине высот в полутени пятна наблюдается их явное ослабление. В случае частот меньше 2.8 mHz, напротив, на обеих картах в полутени происходит существенное усиление и образование новых максимумов СМ. Особенно выделяются моды с периодами 7,13,21 минут.

Ход V_{rms} с высотой также показывает заметное различие в областях “А” и “В” (рис.6): вне полутени вплоть до высот 300км скорость в среднем падает, а выше, до высот 500км, слабо растет. В области полутени в районе 215км - 250км наблюдается максимум V_{rms} и только затем происходит резкое падение скорости до высоты 300км.

Анализ V_{rms} выполненный по отдельным сканам, подобно рис. 2d, показал, что наблюдаемая в полутени пятна зависимость дисперсии скоростей с высотой (V_{rms}) объясняется быстрым ослаблением 5-минутных колебаний на высотах свыше 300км, и ростом амплитуды колебаний с частотой ниже 2.8 mHz.

5. ВЫВОДЫ

В слабо возбужденной фотосфере наблюдаются в основном 5-ти минутные колебания в диапазоне частот $2.8 - 4.5$ mHz. В сериях продолжительностью в два часа и более присутствуют и длинноволновые колебания с квазипериодами в 35-80 минут.

В спектре мощности 5-ти минутные колебания проявляются в локальных образованиях размером $6 \cdot 10''$ с расстояниями между ними $12''$ и $38''$ что соответствует размерам мезогранул и супергранул соответственно. Время жизни локальных образований составляет в среднем 25-35 минут. Дисперсия скоростей с высотой слабо возрастает. При этом чем выше пики локальных образований, тем выше V_{rms} .

В полутени и тени с высотой величина СМ локальных образований 5-ти минутных колебаний падает.

В СМ лучевых скоростей, кроме 5-ти минутных, выявляются так же колебания с периодами 35 – 80 минут, а в полутени пятен наблюдаются и более короткие моды равные 13 и 21 минутам.

Усиление напряженности магнитного поля в фотосфере существенным образом изменяет характер колебаний лучевых скоростей не только с солнечных пятен, но и в их окружении.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 04-07-90254.

-
1. Прист Э. Р. Солнечная магнитогидродинамика. М. Мир. 1985.
 2. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М. Наука. Гл. ред. физ-мат. лит. 1985.
 3. Thomas J.H., Cram L.E., Ney A.H. Nature. 297. P. 485. 1982.
 4. Bogdan T.J. Sunspot oscillations: a review. Solar Phys.V.192. P. 373-394. 2000.
 5. Zugzda, Y. D., Staude, J., Locans, V. A. Solar Phys. V.91. P. 219. 1984.
 6. Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Астрономический журнал, т. 73, №1, с.103-108, 1996.
 7. Zhukov V.I., J. Astron. Astroph., v. 433, P. 1127-1132. 2005.

8. Parfinenko L.D., Solar Physic. vol. 213, № 2, p. 291. 2003.
9. Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д. Труды конференции: "Солнечная активность как фактор космической погоды С.-Пб, с. 643-648. 2005.
10. Balhtazar H., Kuveler G. and Wiehr E., 1987, Solar Phys., 112, 37
11. Balhtazar H., 1999, Solar Phys., , 187, 389
12. Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д. // Труды конфер. Крупно-масштабная структура солнечной активности // Пулково, 21-25 июня 1999, 87
13. Efremov V.I., Ikhsanov R.N., Patfinenko L.D., Oscillations of magnetic filed in a sunspot umbra, Proceedings of IAU Symposium 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity 14-19 June, 2004
14. Соловьев А.А., Наговицын Ю.А. Труды конференции: "Солнечная активность как фактор космической погоды С.-Пб, с. 593-598. 2005.
15. Гельфрейх Г.Б. и др. VII Пулковская конференция по физике Солнца. Климатические и экологические аспекты солнечной активности. ГАО РАН. С. 111-116. 2003.
16. Wiehr E. and Kneer, F., J. Astron. Astroph., 1988, 195, 310.

OSCILLATIONS OF RADIAL VELOCITIES IN ACTIVE REGIONS SUN PHOTOSPHERE. II

V. I. Efremov, R. N. Ikhsanov and L. D. Parfinenko

The research of the temporary and spatial characteristics of radial velocities in active regions of the Sun photosphere conducted

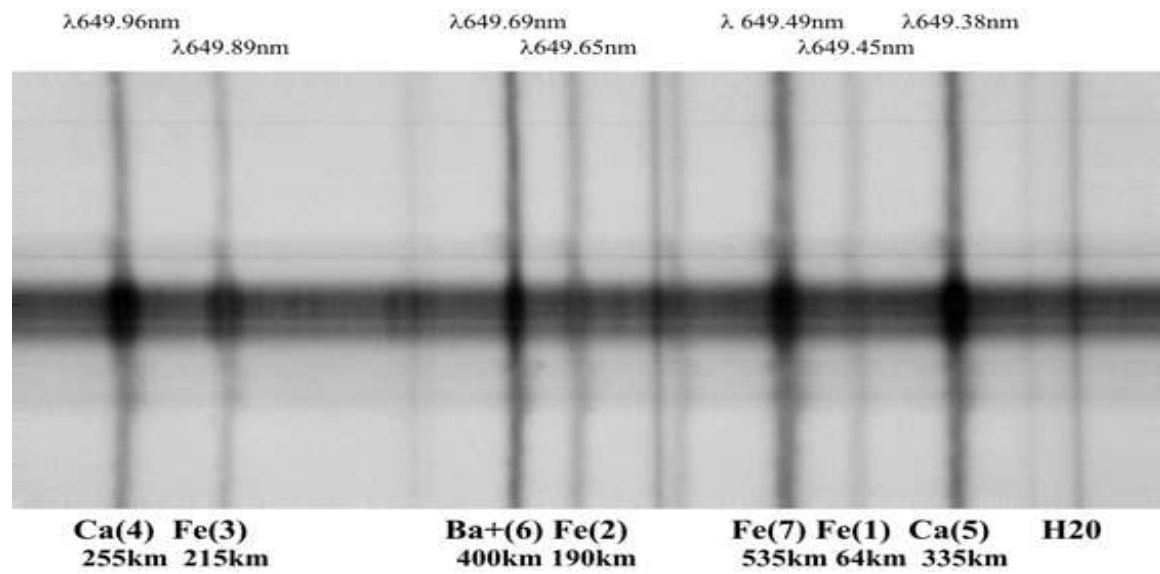


Рис. 1. Спектральный участок $\lambda 649.38\text{nm}$ - $\lambda 649.96\text{nm}$ с пятном.

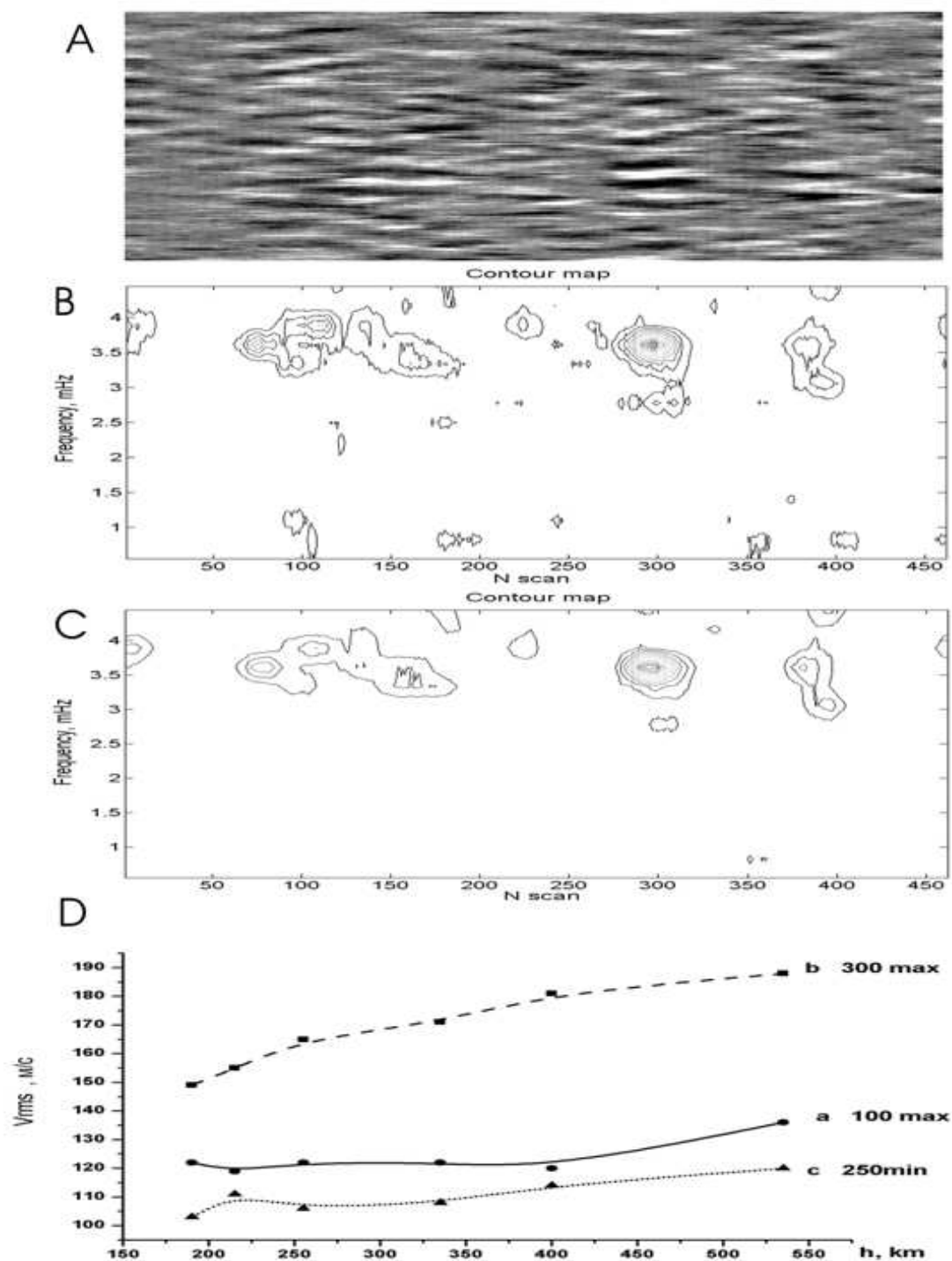


Рис. 2. А – рассчитанная карта смещений доплер-скоростей в $\lambda 649.499\text{nm}$. В – спектральная карта (Ω -L диаграмма) в "низкой-линии" $\lambda 649.647\text{nm}$ ($h = 190\text{km}$). С – спектральная карта (Ω -L диаграмма) в "высокой" линии $\lambda 649.499\text{nm}$ ($h = 535\text{km}$). D – распределение дисперсии скоростей с высотой в фотосфере для спокойного Солнца (вне зон активности). Моноотонный характер зависимости дисперсии скорости с высотой как в островах возбуждения (max), так и между ними (min) – следствие отсутствия магнитного поля в них.

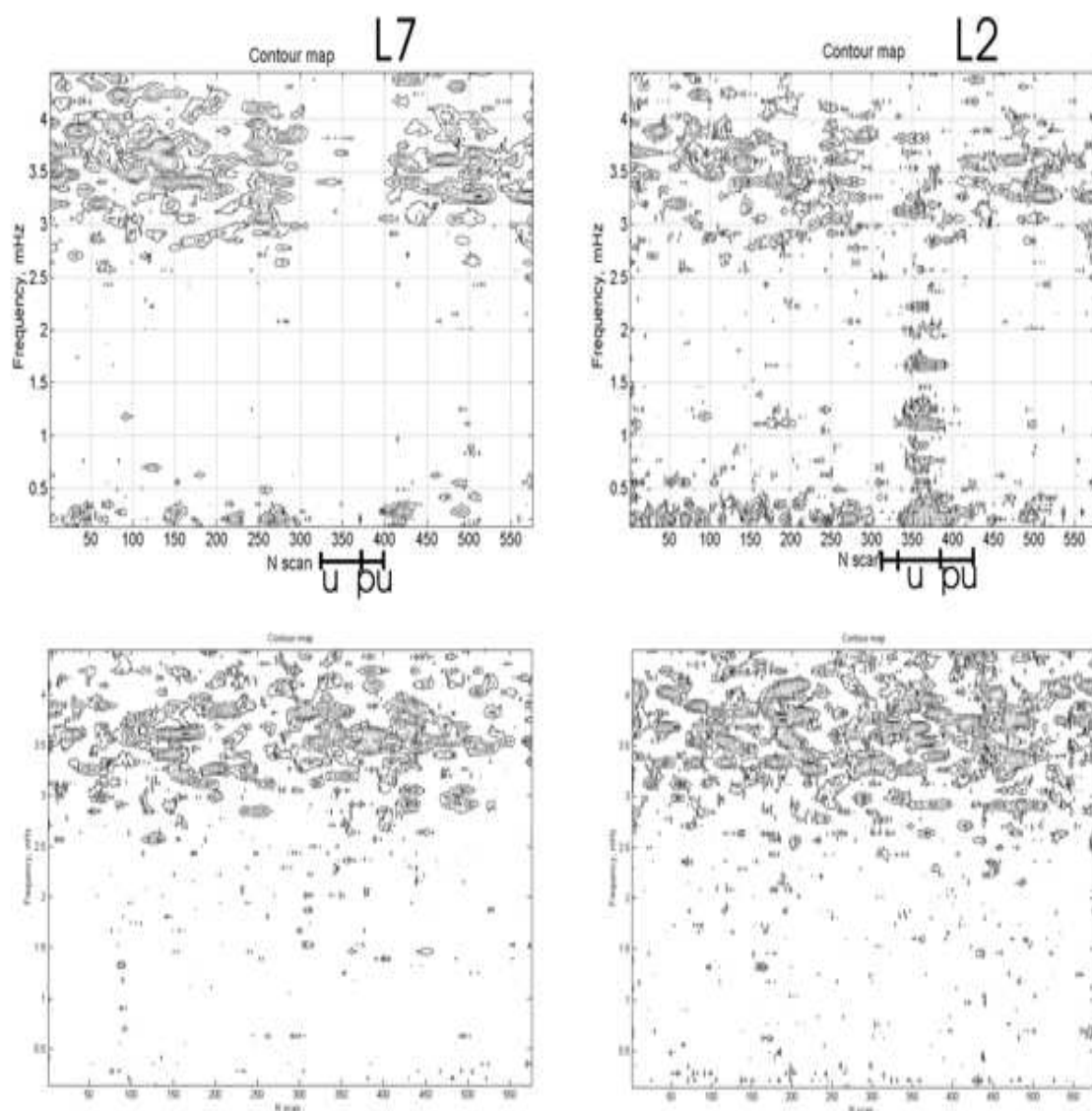


Рис. 3. Спектральные карты для 4-х часовых наблюдений. Вверху: слева - в "высокой" линии $\lambda 649.499\text{nm}$ ($h = 535\text{km}$), справа - в "низкой-линии" $\lambda 649.647\text{nm}$ ($h = 190\text{km}$). Отмечена область пятна "U" и полутени "PU" на щели спектрографа. Внизу: аналогичные карты для спокойного Солнца.

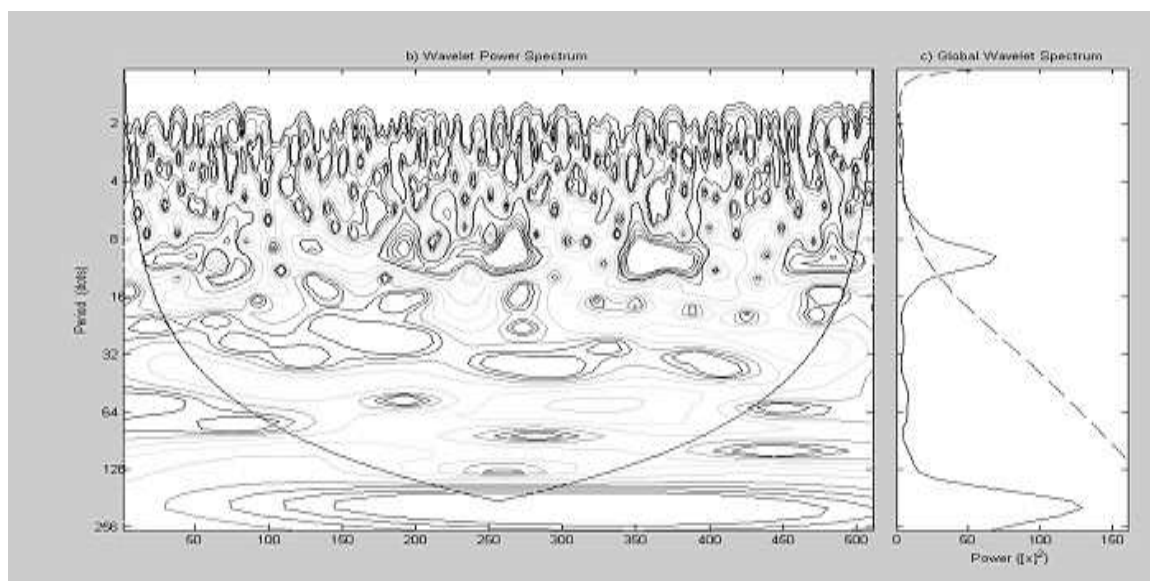


Рис. 4. Основная панель - комплексный вейвлет Морле. Хорошо видны зоны регулярности (ЗР) для обеих мод. Для 5-мин. моды ЗР 25-30 мин, то для 80-мин. моды ЗР 4-х часов. Справа - глобальный вейвлет-спектр с доверительным 3σ интервалом.

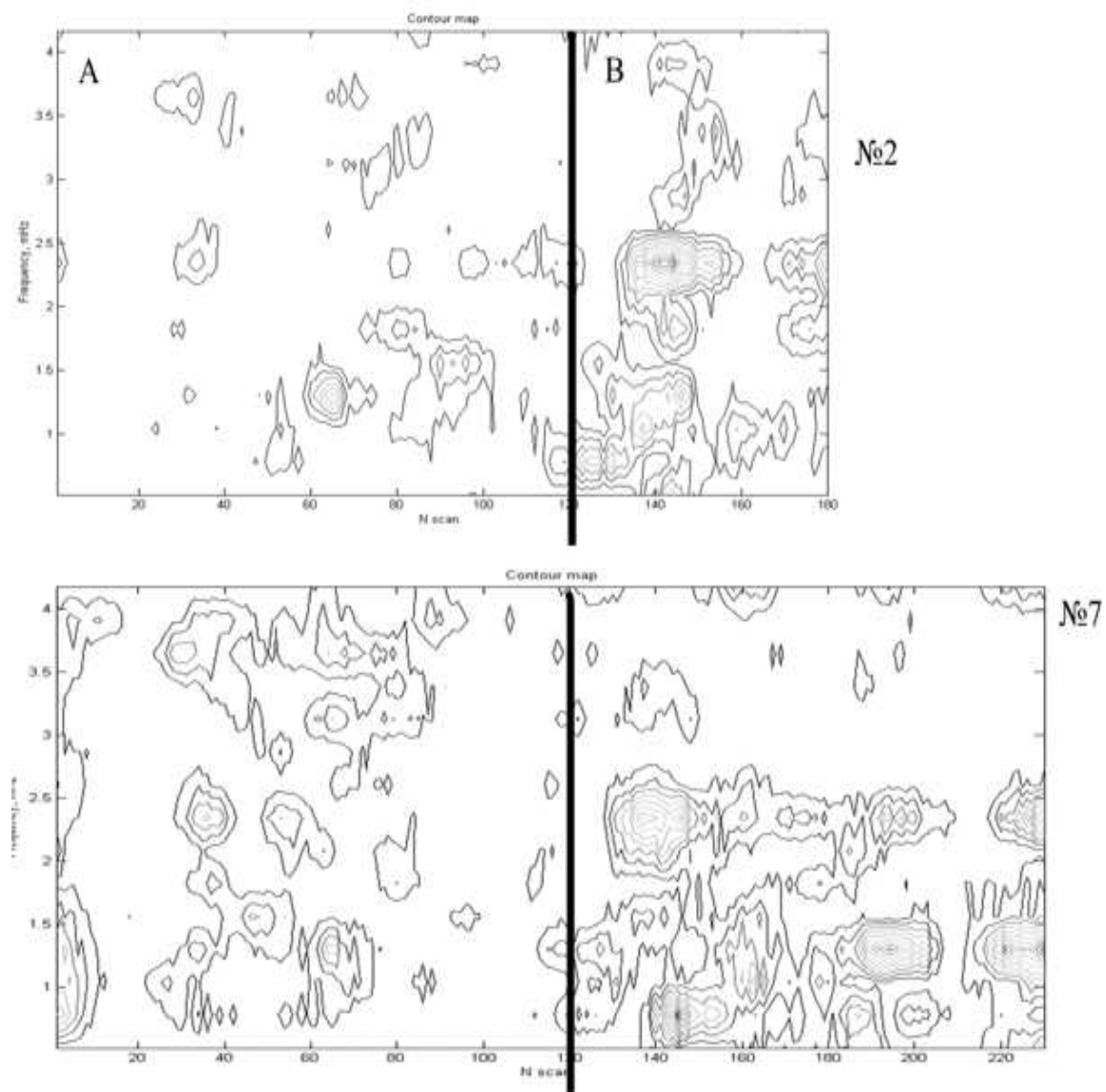


Рис. 5. Группа СД 127 2004г. около большого пятна (сильная активность). А - околосолнечное пространство. В - полутень. №2 - спектральная карта в "низкой-линии" $\lambda 649.647\text{nm}$ ($h = 190\text{km}$). №7 - спектральная карта в "высокой" линии $\lambda 649.499\text{nm}$ ($h = 535\text{km}$).

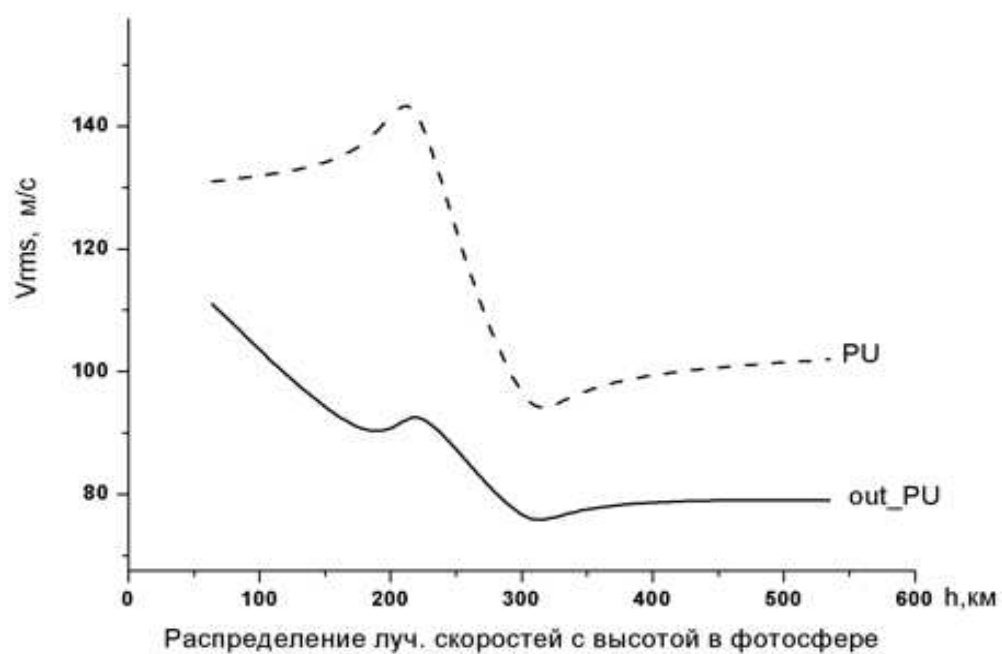


Рис. 6. Таже группа. Зависимость дисперсии скорости с высотой в областях А (около пятна) и В (полутень).

Временные вариации рентгеновских индексов солнечной активности: сравнительный анализ и возможности прогнозирования

Е.В. Милецкий¹ П.Б. Дмитриев²

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

²Физико-технический институт РАН, Санкт-Петербург

На интервале 22-го и 23-го одиннадцатилетних циклов солнечной активности по данным спутниковых измерений потока мягкого рентгеновского излучения в диапазонах длин волн 0.1-0.8 нм и 0.05-0.4 нм синтезированы ряды ежедневных и среднемесячных значений рентгеновских индексов активности Солнца.

Выполнен сравнительный анализ рентгеновских индексов со вспышечным индексом Клечека. Установлено, что рентгеновские индексы активности, кроме вспышечных, отражают и другие проявления солнечной активности.

Получены модели, позволяющие для эпох высокой солнечной активности с хорошей точностью представлять среднемесячные значения рентгеновских индексов с помощью других солнечных характеристик.

Проведена оценка возможностей прогнозирования рентгеновских индексов активности с заблаговременностью от одного до нескольких месяцев.

Целью работы было проведение сравнительного анализа рентгеновского и оптического индексов вспышечной активности, а также определение возможности их прогнозирования.

В основу рентгеновской характеристики вспышечной активности были положены данные измерений (Вт/м^2) потока мягкого рентгеновского излучения от всего Солнца (интервалы длин волн 0.1-0.8 и 0.05-0.4 нм), выполненные на геостационарных спутниках GOES-5, 6, 7, 8, 9, 10, 11, 12 за период времени с 01.01.1986 г. по 31.12.2004 г., т.е. на интервалах 22-го и 23-го циклов солнечной активности. Для создания однородного ряда были проведена обработка данных, полученных на различных спутниках по сведению их в единую систему. Затем был вычислен ряд значений потока, усредненных за каждые сутки наблюдений. Из них путем десятичного логарифмирования были син-

тезированы два ряда среднесуточных значений “рентгеновских индексов активности” Солнца. Эти ряды содержат измерения: первый (X05) из диапазона $0.5\text{--}4\text{\AA}$ ($0.05\text{--}0.4\text{ нм}$), второй (X10) из диапазона $1\text{--}8\text{\AA}$ ($0.1\text{--}0.8\text{ нм}$). Затем из среднесуточных были образованы соответствующие ряды среднемесячных значений.

В качестве оптического индекса вспышечной активности был взят индекс Клетчека (Q-индекс [1]), ряд которого регулярно обновляют исследователи из Турции Т. Atas и А. Ozguc (см., например, [2]).

На рис. 1 представлены графики среднесуточных значений рентгеновских индексов X05 (верхняя панель), X10 (средняя панель) и Q-индекса (нижняя панель). Как видно из рис. 1 величина средней вариации (относительной дисперсии) обоих рентгеновских индексов слабо зависит от фазы цикла. В максимумах она заметно меньше чем у вспышечного индекса, а в минимумах значительно больше. Это указывает на то, что медленно меняющаяся компонента во временных вариациях рентгеновских индексов обусловлена фоновым излучением не связанным со вспышечной активностью. Наличие такого излучения обычно объясняется повышенной температурой корональной плазмы над долгоживущими активными областями [3, 4].

На рис. 2 представлены графики среднесуточных значений рентгеновского индекса X10 (верхняя панель) и Q-индекса (нижняя панель) соответственно в эпоху минимума перед 23-м циклом. Из рассмотрения рис. 2 следует, что в эпоху минимума при отсутствии вспышечной активности рентгеновский индекс, тем не менее, испытывает вариации, которые, по-видимому, свидетельствуют о существовании дополнительных рентгеновских источников. Одними из них могут быть мелкие петельные аркады, которые, как показывают наблюдения, существуют и при отсутствии активных областей. Процессы в этих аркадах могут быть источником “микровспышек” — невидимых в оптическом диапазоне, но генерирующих заметные всплески излучения в диапазоне мягкого рентгена.

На рис. 3 представлены графики среднемесячных значений рентгеновского индекса X05 (верхняя панель) и Q-индекса (нижняя панель). Там же показана циклическая (медленно меняющаяся) компонента, полученная из исходного ряда с помощью 13-точечного скользящего сглаживания с гармоническими весами.

Если, как утверждалось выше, медленные временные изменения рентгеновского потока обусловлены излучением от активных центров, то циклическая компонента ва-

риаций рентгеновского индекса должна хорошо коррелировать с индексами пятенной активности. Чтобы убедиться в этом, мы вычислили остаточную компоненту, вычтя из реальных значений ряда сглаженные. Тем самым мы представили исходные ряды среднемесячных значений в виде суммы двух компонент медленноменяющейся (циклической) и быстроменяющейся (остаточной), проявляющей существенные вариации от месяца к месяцу. Затем были вычислены коэффициенты корреляции этих двух рядов между собой и с рядами других солнечных индексов, характеризующих пятенную (числа Вольфа — W) и связанную с ней солнечную активность (поток радиоизлучения на длине волны 10.7 см — R).

Коэффициенты корреляции рядов двух рентгеновских индексов с другими солнечными индексами для циклической (префиксы “с”) и остаточной (префиксы “r”) компонент представлены соответственно в табл. 1 и 2.

Как видно из таблиц для циклических компонент корреляция с пятенными индексами оказывается существенно выше, чем со вспышечными. Для остаточных компонент наблюдается обратная картина.

С помощью метода Метода Группового Учета Аргументов (МГУА) (подробности см. в [6, 7]) мы нашли оптимальную модель ($rX05 = 0.2 + 0.74 \cdot rQ + 0.21 \cdot rR - 0.61 \cdot rQ \cdot rR$), аппроксимирующую “остаточную” компоненту рентгеновского излучения с помощью других индексов ($KK=0.83$). Поскольку модель синтезирована по нормированным индексам, ее коэффициенты показывают величину вклада входных переменных. Видно, что основной вклад (0.74) вносит вспышечный индекс, однако велика также роль индекса потока радиоизлучения, особенно переменной представляющей собой его произведение на вспышечный индекс.

На рис. 4 и 5 представлены графики временных вариаций остаточных компонент $rX05$ (верхняя панель) и rQ (нижняя панель) соответственно в эпохи максимума 22 цикла и минимума перед 23 циклом. Прерывистой линией (и звездочками) показаны графики выхода полученной модели. Видно, что в эпоху максимума модель имеет высокую точность ($KK=0.90$). В эпоху минимума точность оказывается гораздо меньше ($KK=0.76$).

Таким образом, с помощью “оптических” индексов вспышечной активности (даже в сочетании с другими индексами) в эпоху минимума нельзя дать хорошего описания вариаций потока мягкого рентгеновского излучения Солнца. Это служит еще одним

аргументом в пользу вышеизложенного предположения о существовании источников рентгеновского излучения особого типа, которые становятся наиболее заметными в периоды слабой активности. Причем других индексов, кроме рентгеновских, для описания этих источников пока не предложено.

Далее с помощью МГУА мы синтезировали модели, позволяющие прогнозировать значения индекса X_{05} со временем заблаговременности в 1 месяц отдельно для “циклической” и “остаточной” компонент. А затем объединили два прогноза в один.

В прогнозную модель вошли переменные представленные на рис. 6. Среди них оказались: сам прогнозируемый индекс в предшествующие 2 месяца ($X_{05}(t-1)$, $X_{05}(t-2)$), вспышечный индекс ($Q(t-1)$) и число Вольфа ($W(t-1)$, $W(t-3)$). На этом же рис. 6 представлены графики реальных и прогнозных значений индекса X_{05} . Прогнозная модель строилась на основе данных, расположенных на графиках левее вертикальной черты. На этом интервале ее точность оказалась хорошей ($KK=0.92$). Проверка работоспособности проводилась на независимом интервале (правее черты). Видно, что первые месяцы этого отрезка модель работает удовлетворительно. А затем происходит “деградация” и модель теряет точность. Поэтому в принципе прогноз на 1 месяц вперед реален. Однако из-за нестационарного характера процесса модель необходимо обновлять каждые 10-15 месяцев.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 05-07-90107 и 06-02-16268, а также Программ Президиума РАН “Солнце-Земля” и ОФН РАН №16.

-
1. Kleczek J. 1952. // Publ. Inst. Centr. Astron. No. 22. Prague.
 2. Atac T., Ozguc A. // Solar Phys. 1998., 180, 397-407.
 3. Aschwanden M.J. // Solar Phys. 1994. V. 152. P. 53-59.
 4. Tobishka W.K. // Solar Phys. 1994.V. 152. P. 207-215.
 5. Veronig A.M., Temmer M., Hanslmeier A. // Solar Phys. 2004. V. 219. P.125-133.
 6. Ивахненко А.Г., Юрачковский Ю.П. // Моделирование сложных систем по экспериментальным данным. М. Радио и связь. 1987. 115 С.

7. Милецкий Е.В. // Труды VII Пулковской международной конференции по физике Солнца. СПб. 2003 г. С. 305-312.

TIME VARIATIONS X-RAY INDICES OF FLARE ACTIVITY: COMPARATIVE ANALYSIS AND PREDICTIONAL POSSIBILITIES

E. V. Miletsky and P. B. Dmitriyev

Series of “soft X-ray indices” of the Sun are synthesized on the base of satellite data on soft X-ray radiation in the range of wavelengths 0.1-0.8 nm and 0.05-0.6 nm and in the time range 22-23 eleven-year cycles of solar activity. Comparative analysis of the soft X-ray and optical indices of flare activity of the Sun is made. Relations are obtained that allow to link with good precision the X-ray indices with other characteristics of solar activity. On the base of the constructed models possibility is estimated for forecasts of the X-ray indices with the one month lead time.

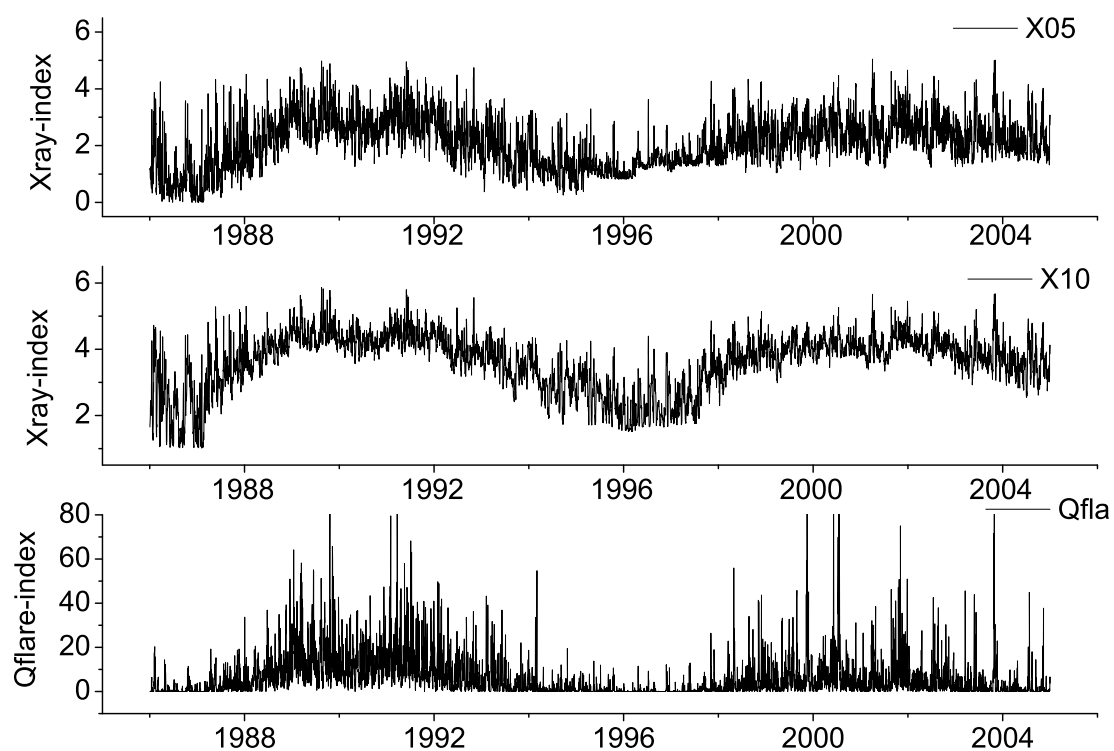


Рис. 1.

Таблица 1.

	cW	cR	cQ
cX05	0,93	0,94	0,82
cX10	0,93	0,93	0,81

Таблица 2.

	rW	rR	rQ
rX05	0.58	0.71	0.74
rX10	0.54	0.59	0.64

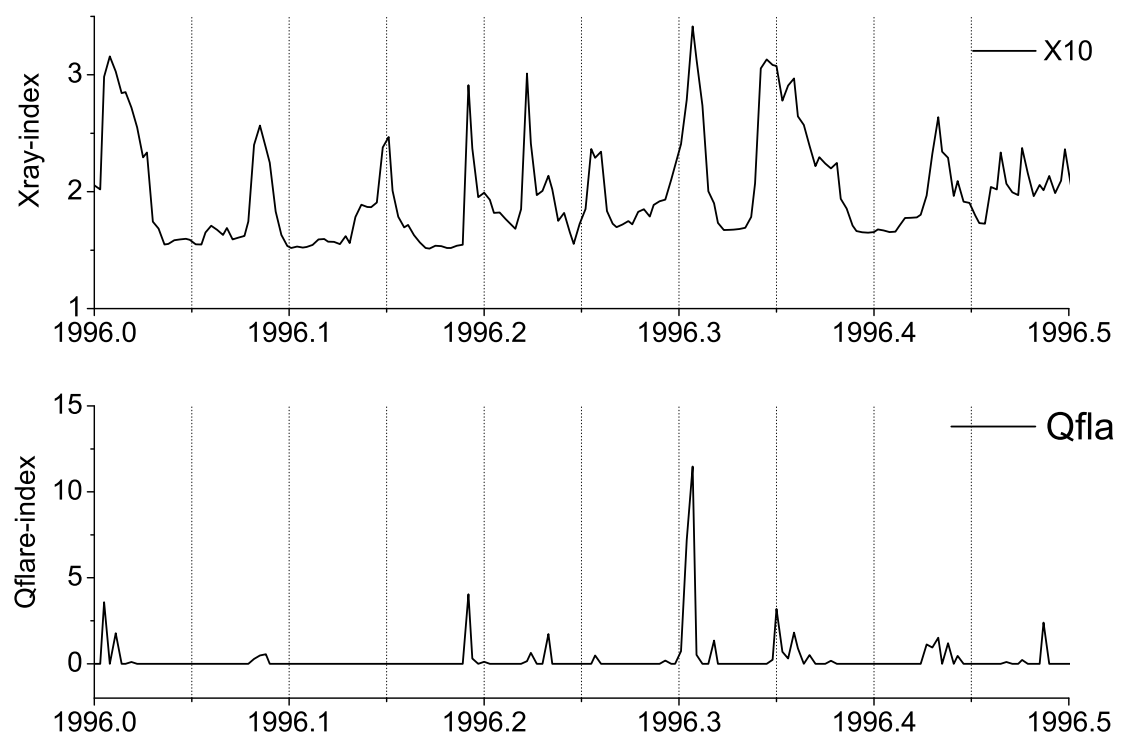


Рис. 2.

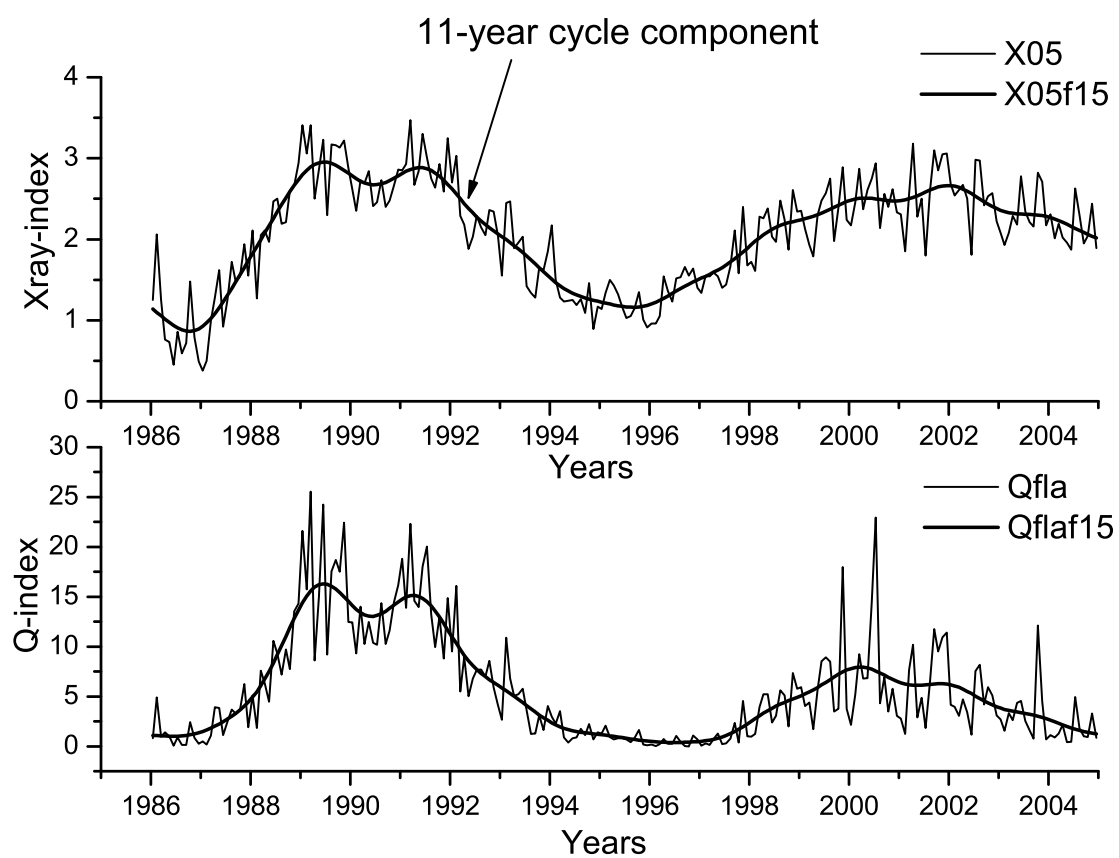


Рис. 3.

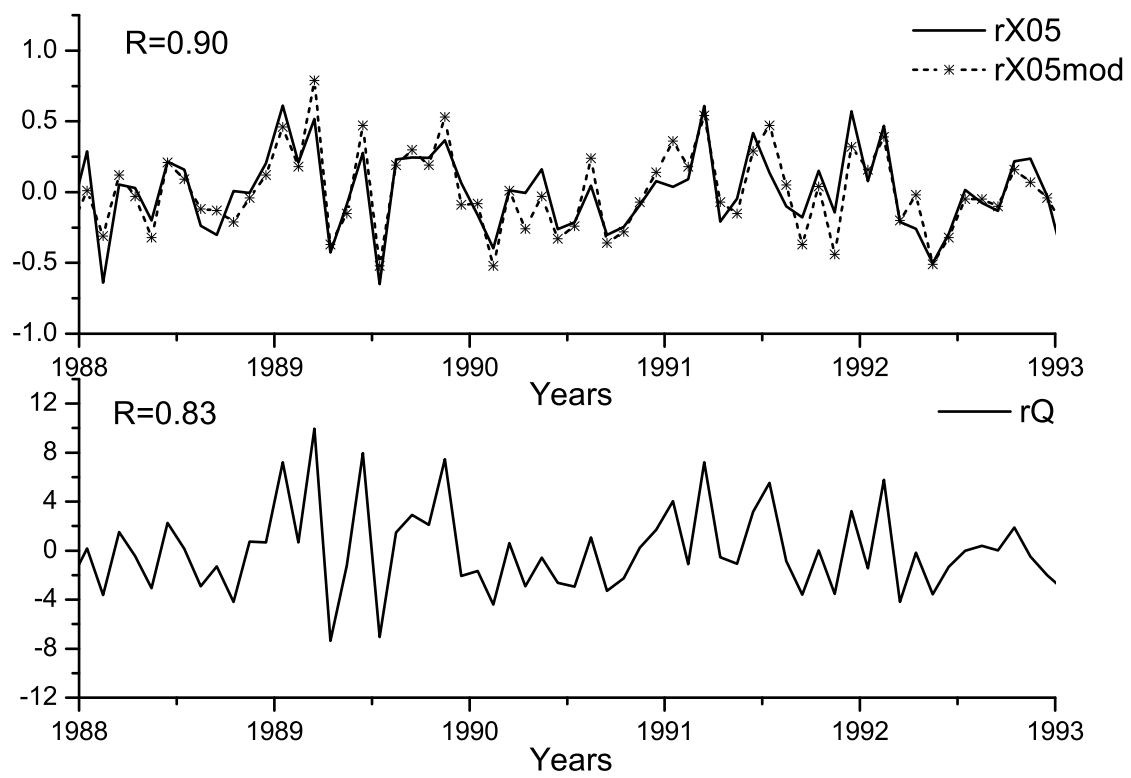


Рис. 4.

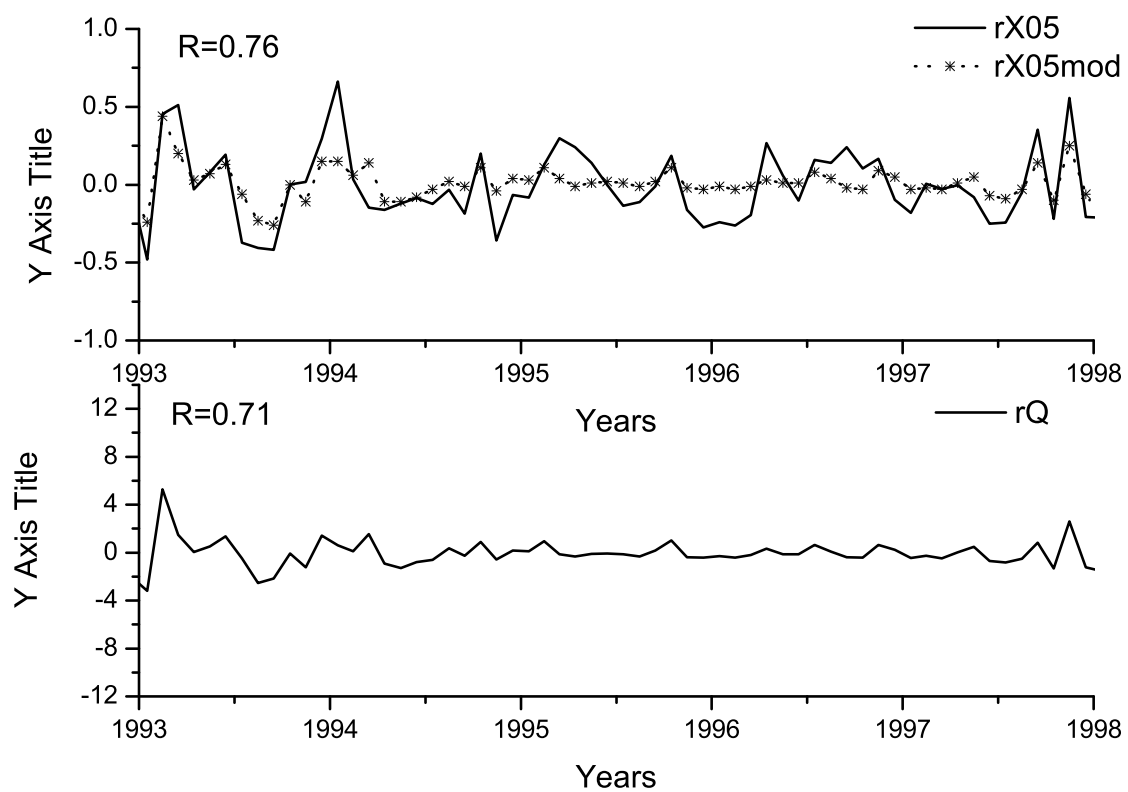


Рис. 5.

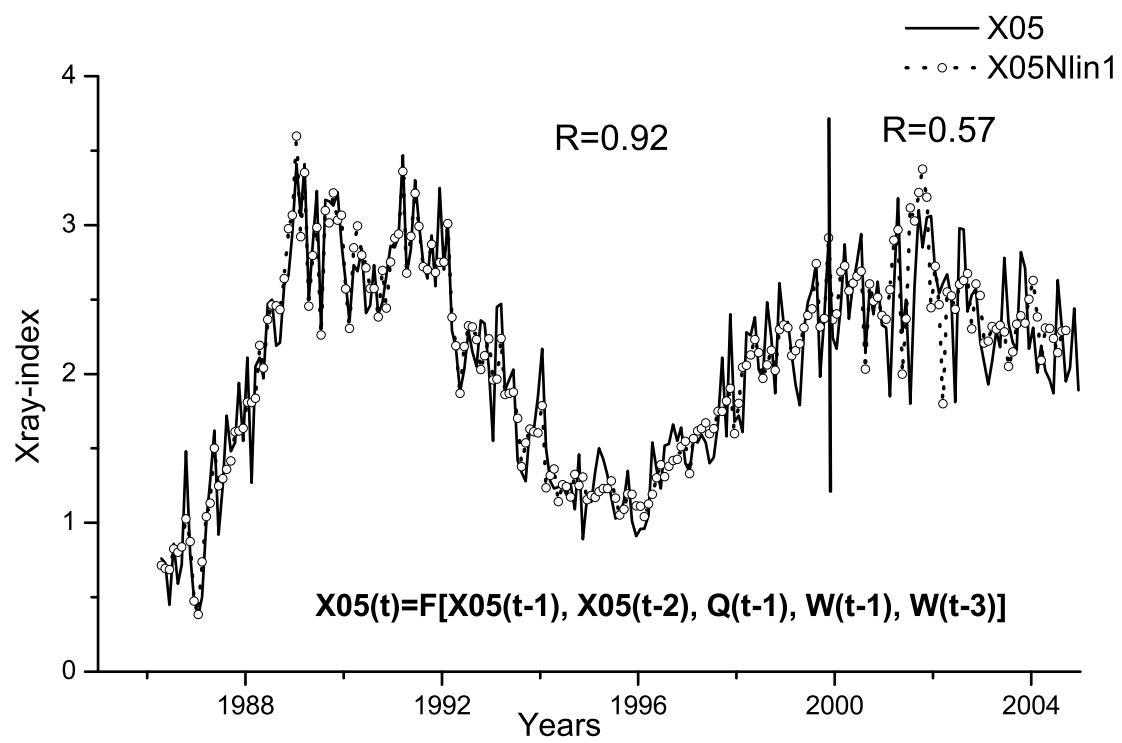


Рис. 6.

РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МОД ТИПА ПЕРЕТЯЖЕК В КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ

Б.Б. Михальев¹

¹*Калмыцкий государственный университет**

Предлагается новый, магнитогидродинамический, механизм возбуждения быстрых магнитозвуковых мод типа перетяжек (радиальных мод) корональных магнитных петель, модулирующих рентгеновское и радиоизлучение и часто используемых при диагностике корональной плазмы. Показано, что эти моды могут возникать в результате нелинейного резонансного взаимодействия торсионных альфвеновских мод.

1. ВВЕДЕНИЕ

Быстрые магнитозвуковые моды корональных петель, при которых на поверхности петель образуются возмущения типа перетяжек, а колебания плазмы носят преимущественно радиальный характер, создают пульсации радиоизлучения с периодами порядка секунды, которые часто наблюдаются в радиовсплесках IV типа и рентгеновском излучении вспышечных петель. Эти осцилляции чаще всего используются для диагностики корональной плазмы, поэтому большое значение имеет вопрос об их происхождении. Они могут генерироваться в результате инжекции в корональные петли пучков быстрых частиц, вызывающих появление быстрых магнитозвуковых волн на черенковском или баунс-резонансе [3, 5]. Причиной радиальных колебаний могут быть также пульсации продольного электрического тока, возникающие в результате собственных колебаний эквивалентного электрического контура [2]. В дополнение к этим механизмам возбуждения радиальных колебаний в настоящей работе предлагается магнитогидродинамический механизм, связанный с нелинейным резонансным взаимодействием МГД-волн в корональных магнитных петлях [4].

Нелинейное взаимодействие МГД-волн рассматривалось ранее по отношению к мо-

* E-mail:bbmikh@mail.ru

дам плоского волновода, ограниченного твердыми стенками. Дворяковский и Файнштейн [1] показали, что в таком волноводе нет взаимодействия альфвеновских и магнитозвуковых волн, то есть коэффициенты взаимодействия обращаются в нуль, если магнитное поле направлено вдоль стенок волновода. Здесь возможно только самовоздействие магнитозвуковой волны, физическим эффектом которого является модуляционная неустойчивость волны. Тамойкин и др. [6–8] исследовали взаимодействие альфвеновских и магнитозвуковых волн в плоском плазменном волноводе с наклонным магнитным полем и неоднородным поперечным распределением плотности плазмы.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ МГД-ВОЛН

Рассмотрим задачу описания взаимодействия аксиально-симметричных МГД-волн в однородной среде. Запишем уравнения в цилиндрических координатах, где ось z направлена вдоль вектора однородного равновесного поля \mathbf{B}_0 , предполагая, что все распределения не зависят от угловой переменной:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial v_r}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{B_0}{4\pi\rho_0} \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) &= -v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - v_z \frac{\partial v_r}{\partial z} + \frac{1}{r} v_\varphi^2 + \\
\frac{\rho}{4\pi\rho_0^2} \frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{4\pi\rho_0} \left(B_z \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) - B_\varphi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_\varphi \right) - \frac{\rho}{4\pi\rho_0^2} B_0 \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right), \\
\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} - \frac{B_0}{4\pi\rho_0} \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} &= -v_r \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} - v_z \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} - \frac{1}{r} v_r v_\varphi + \frac{1}{4\pi\rho_0} \left(B_r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_\varphi + B_z \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} \right) - \frac{\rho}{4\pi\rho_0^2} B_0 \frac{\partial B_\varphi}{\partial z}, \\
\frac{\partial v_z}{\partial t} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} &= -v_r \frac{\partial v_z}{\partial r} - v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} + \frac{\rho}{4\pi\rho_0^2} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{4\pi\rho_0} \left(B_\varphi \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} + B_r \left(\frac{\partial B_r}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \right), \\
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho_0 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \rho v_r - \frac{\partial \rho v_z}{\partial z}, \\
\frac{\partial p}{\partial t} + \gamma p_0 \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) &= -v_r \frac{\partial p}{\partial r} - v_z \frac{\partial p}{\partial z} - \gamma p \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right), \\
\frac{\partial B_r}{\partial t} - B_0 \frac{\partial v_r}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} (v_z B_r - v_r B_z), \\
\frac{\partial B_\varphi}{\partial t} - B_0 \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} &= \frac{\partial}{\partial z} (v_\varphi B_z - v_z B_\varphi) - \frac{\partial}{\partial r} (v_r B_\varphi - v_\varphi B_r), \\
\frac{\partial B_z}{\partial t} + B_0 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r (v_z B_r - v_r B_z).
\end{aligned}$$

Линейные члены уравнений находятся в левой части, квадратичные - в правой. В линейном приближении система распадается на две независимые подсистемы. Одна из

них включает уравнения с волновыми переменными v_φ и B_φ , которые описывают торсионные альфвеновские волны, распространяющиеся вдоль равновесного поля. Остальные уравнения описывают аксиально-симметричные магнитозвуковые волны и содержат переменные v_r , v_z , ρ , p , B_r , B_z . В корональных условиях применимо приближение холодной плазмы, при котором пренебрегают газовым давлением по сравнению с магнитным, которого мы будем придерживаться в настоящей главе, опуская переменную p в уравнениях.

Стандартная процедура получения уравнений трехволнового взаимодействия заключается в следующем. Для переменных v_r и v_φ получаются уравнения

$$\hat{L}_1 v_r = \frac{2v_\varphi}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(I \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) - \left(I \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} - \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(I \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right), \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \hat{L}_2 v_\varphi = & -\frac{\partial^2}{\partial z^2} v_\varphi \left(I \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r \right) - \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left(v_r \left(I \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) - v_\varphi \left(I \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \right) - \\ & \frac{\partial v_\varphi}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(I \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(I \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r \right) \right) - v_r \frac{\partial^2}{\partial r \partial z} \left(I \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) + \left(I \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} + \\ & \frac{\partial v_r}{\partial z} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \left(I \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right) - \frac{1}{r} v_\varphi \left(\frac{\partial}{\partial z} \left(I \frac{\partial v_r}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial r} \left(I \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r v_r \right) \right) - \frac{1}{r} v_r \frac{\partial}{\partial z} \left(I \frac{\partial v_\varphi}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где обозначено

$$\hat{L}_1 = \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r - \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad \hat{L}_2 = \frac{1}{V_A^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad (Iu) = \int dt u, \quad V_A = B_0 / \sqrt{4\pi\rho_0}.$$

"Магнитозвуковую" переменную v_r выберем в виде аксиально-симметричной магнитозвуковой волны

$$v_r(\mathbf{r}, t) = \mu A_3 J_1(k_r r) e^{ik_3 z - i\omega_3 t} + \mu A_3^* J_1(k_r r) e^{-ik_3 z + i\omega_3 t} + \mu^2 w_1(\mathbf{r}, t), \quad k_r^2 = \omega_3^2 / V_A^2 - k_3^2, \quad (3)$$

"торсионную" v_φ - в виде суперпозиции двух торсионных волн

$$v_\varphi(\mathbf{r}, t) = \mu A_1 Y_1(r) e^{ik_1 z - i\omega_1 t} + \mu A_2 Y_2(r) e^{ik_2 z - i\omega_2 t} + \mu A_1^* Y_1(r) e^{-ik_1 z + i\omega_1 t} + \quad (4)$$

$$\mu A_2^* Y_2(r) e^{-ik_2 z + i\omega_2 t} + \mu^2 w_2(\mathbf{r}, t), \quad k_1^2 = \omega_1^2 / V_A^2, \quad k_2^2 = \omega_2^2 / V_A^2,$$

$$A_i = A_i(\tilde{z}, \tilde{t}), \quad \tilde{z} = \mu z, \quad \tilde{t} = \mu t, \quad i = 1, 2, 3.$$

Подстановкой выражений (3) и (4) в (1)-(2) получаем уравнения для поправок второго порядка w_1 и w_2

$$\hat{L}_1 w_1 = 2i \left(\frac{\omega_3}{V_A^2} \frac{\partial A_3}{\partial \tilde{t}} + k_3 \frac{\partial A_3}{\partial \tilde{z}} \right) J_1(k_r r) e^{ik_3 z - i\omega_3 t} + \text{к. с.} + Q_1, \quad (5)$$

$$\hat{L}_2 w_2 = 2i \left(\frac{\omega_1}{V_A^2} \frac{\partial A_1}{\partial \tilde{t}} + k_1 \frac{\partial A_1}{\partial \tilde{z}} \right) Y_1(r) e^{ik_1 z - i\omega_1 t} + 2i \left(\frac{\omega_2}{V_A^2} \frac{\partial A_2}{\partial \tilde{t}} + k_2 \frac{\partial A_2}{\partial \tilde{z}} \right) Y_2(r) e^{ik_2 z - i\omega_2 t} + \text{к. с.} + Q_2. \quad (6)$$

Здесь через "к. с." обозначены комплексно-сопряженные выражения для предыдущих линейных членов, Q_1 и Q_2 включают все квадратичные члены, содержащие произведения амплитуд.

Уравнения трехволнового взаимодействия получаются как условия разрешимости уравнений (5)-(6). Для этого необходимо, чтобы правые части уравнений были ортогональны собственным функциям соответствующего сопряженного оператора:

$$\begin{aligned} \int \int \int_0^{2\pi} \int_0^\infty R_1 J_0(k_r r) e^{\pm i k_3 z \mp i \omega_3 t} r dr d\varphi dz dt &= 0, \\ \int \int \int_0^{2\pi} \int_0^\infty R_2 Y_j(r) e^{\pm i k_j z \mp i \omega_j t} r dr d\varphi dz dt &= 0, \quad j = 1, 2, \end{aligned}$$

где через R_1 и R_2 обозначены правые части уравнений. При интегрировании остаются только те произведения, где параметры взаимодействующих волн удовлетворяют условиям синхронизма (рис. 1)

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3, \quad k_1 + k_2 = k_3. \quad (7)$$

Результат ортогонализации можно записать в виде соотношений

$$\frac{\partial A_3}{\partial \tilde{t}} + \frac{k_3 V_A^2}{\omega_3} \frac{\partial A_3}{\partial \tilde{z}} = C_3 A_1 A_2, \quad \frac{\partial A_1}{\partial \tilde{t}} + \frac{k_1 V_A^2}{\omega_1} \frac{\partial A_1}{\partial \tilde{z}} = C_1 A_3 A_2^*, \quad \frac{\partial A_2}{\partial \tilde{t}} + \frac{k_2 V_A^2}{\omega_2} \frac{\partial A_2}{\partial \tilde{z}} = C_2 A_3 A_1^*, \quad (8)$$

которые представляют собой уравнения трехволнового взаимодействия. Коэффициенты взаимодействия выражаются через параметры взаимодействующих мод:

$$\begin{aligned} C_1 &= - \left(\frac{2\omega_1}{V_A^2} \int_0^\infty Y_1(r)^2 r dr \right)^{-1} \int_0^\infty D_2 Y_1(r) r dr, \quad C_2 = - \left(\frac{2\omega_2}{V_A^2} \int_0^\infty Y_2(r)^2 r dr \right)^{-1} \int_0^\infty D_1 Y_2(r) r dr, \\ C_3 &= - \left(\frac{2\omega}{V_A^2} \int_0^\infty J_1(k_r r)^2 r dr \right)^{-1} \int_0^\infty D_3 J_1(k_r r) r dr, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} D_3 &= -2 \left(\frac{k_1^2}{\omega_1} + \frac{k_2^2}{\omega_2} \right) \frac{1}{r} Y_1 Y_2 + k_1 k_2 \left(\frac{1}{\omega_1} + \frac{1}{\omega_2} \right) \left(\frac{d}{dr} Y_1 Y_2 + \frac{2}{r} Y_1 Y_2 \right), \\ D_1 &= -\frac{k_r}{\omega_3} (k_3 - k_1)^2 J_0 Y_1 - (k_3 - k_1) \left(\frac{k_3}{\omega_3} - \frac{k_1}{\omega_1} \right) Y_1 \frac{d}{dr} J_1 + \\ &+ \left(2k_1 \left(\frac{k_3}{\omega_3} - \frac{k_1}{\omega_1} \right) + \frac{k_r^2}{\omega_3} \right) J_1 \frac{d}{dr} Y_1 + \left((k_3 + k_1) \left(\frac{k_3}{\omega_3} - \frac{k_1}{\omega_1} \right) + \frac{k_r^2}{\omega_3} \right) \frac{1}{r} J_1 Y_1, \end{aligned}$$

$$D_2 = -\frac{k_r}{\omega_3}(k_3 - k_2)^2 J_0 Y_2 - (k_3 - k_2) \left(\frac{k_3}{\omega_3} - \frac{k_2}{\omega_2} \right) Y_2 \frac{d}{dr} J_1 + \\ + \left(2k_2 \left(\frac{k_3}{\omega_3} - \frac{k_2}{\omega_2} \right) + \frac{k_r^2}{\omega_3} \right) J_1 \frac{d}{dr} Y_2 + \left((k_3 + k_2) \left(\frac{k_3}{\omega_3} - \frac{k_2}{\omega_2} \right) + \frac{k_r^2}{\omega_3} \right) \frac{1}{r} J_1 Y_2.$$

В пространственно-однородном случае уравнения трехволнового взаимодействия приобретают вид

$$\frac{dA_3}{d\tilde{t}} = C_3 A_1 A_2, \quad \frac{dA_1}{d\tilde{t}} = C_1 A_3 A_2^*, \quad \frac{dA_2}{d\tilde{t}} = C_2 A_3 A_1^*. \quad (9)$$

Для их решения удобно произвести замену неизвестных функций, введя $B_i = A_i / \sqrt{|C_i|}$, $i = 1, 2, 3$. Тогда уравнения запишутся как

$$\frac{dB_3}{d\tilde{t}} = \text{sign}(C_3) B_1 B_2, \quad \frac{dB_1}{d\tilde{t}} = \text{sign}(C_1) B_3 B_2^*, \quad \frac{dB_2}{d\tilde{t}} = \text{sign}(C_2) B_3 B_1^*. \quad (10)$$

Вводя далее переменные $N_i = B_i^* B_i$, $i = 1, 2, 3$, для уравнений (9) получаем первые интегралы (соотношения Мэнли-Роу) в виде

$$N_3 - \text{sign}(C_1) \text{sign}(C_3) N_1 = \text{const}, \quad N_3 - \text{sign}(C_2) \text{sign}(C_3) N_2 = \text{const}. \quad (11)$$

Если все коэффициенты взаимодействия имеют одинаковые знаки, увеличение амплитуды третьей волны возможно только при одновременном увеличении амплитуд двух других волн. Иная ситуация возникает, когда C_3 имеет другой знак, нежели C_1 и C_2 :

$$C_1 C_3 < 0, \quad C_2 C_3 < 0. \quad (12)$$

Тогда соотношения (11) приобретают вид $N_3 + N_1 = \text{const}$, $N_3 + N_2 = \text{const}$. Здесь в результате взаимодействия происходит перекачка энергии от первых двух волн в третью. В этом случае мы имеем резонансное возбуждение третьей волны.

Рассмотрим решение уравнений в приближении заданного поля, считая, что на начальном этапе взаимодействия амплитуды взаимодействующих волн A_1 , A_2 не успевают сильно измениться. Получаем

$$\frac{d^2 A_3}{d\tilde{t}^2} - C_3 (C_1 A_1^* A_1 + C_2 A_2^* A_2) A_3 = 0.$$

Предполагая здесь A_1 , A_2 заданными и постоянными, получаем решение в виде $A_3 \sim \sin(\lambda \tilde{t})$, где параметр $\lambda = \sqrt{-C_3 (C_1 A_1^* A_1 + C_2 A_2^* A_2)}$. Выражение имеет смысл только при $\tilde{t} \approx 0$, поэтому правильнее будет записать $A_3 \sim \lambda \tilde{t}$, тогда параметр λ дает скорость нарастания возбуждаемой моды. Для его оценки далее мы будем пользоваться выражением

$$\lambda \sim \sqrt{-C_3 (C_1 + C_2)}. \quad (13)$$

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ РАДИАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

Аксиально-симметричные магнитозвуковые моды классической модели корональной петли в виде однородного магнитного цилиндра описываются цилиндрическими модами с номером $m = 0$, для которых решение радиального уравнения внутри трубки выражается через функцию Бесселя $R = J_0$, вне трубки - через функцию Макдональда $Q = K_0$: $P(r) \sim J_0(k_{ri}r)$ при $r < b$, $P(r) \sim K_0(k_{re}r)$ при $r > b$, b есть радиус трубки. Волновые распределения запишем в виде

$$v_r(\mathbf{r}, t) = \mu A_3 J_1(k_{ri}r) e^{ik_3 z - i\omega_3 t} + \mu A_3^* J_1(k_{ri}r) e^{-ik_3 z + i\omega_3 t} + \mu^2 w_1(\mathbf{r}, t), \quad k_{ri}^2 = \omega_3^2 / V_{Ai}^2 - k_3^2, \quad r < b,$$

$$v_r(\mathbf{r}, t) = \mu A_3 S K_1(k_{re}r) e^{ik_3 z - i\omega_3 t} + \mu A_3^* S K_1(k_{re}r) e^{-ik_3 z + i\omega_3 t} + \mu^2 w_1(\mathbf{r}, t), \quad k_{re}^2 = k_3^2 - \omega_3^2 / V_{Ae}^2, \quad r > b.$$

Здесь параметры V_{Ai} и V_{Ae} определяют альфвеновские скорости внутри трубки и во внешней среде, частота ω_3 и продольное волновое число k_3 связаны между собой дисперсионным уравнением [3]

$$\frac{k_{ri}}{\rho_{0i}(\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2)} \frac{J'_0(k_{ri}b)}{J_0(k_{ri}b)} = \frac{k_{re}}{\rho_{0e}(\omega^2 - V_{Ae}^2 k^2)} \frac{K'_0(k_{re}b)}{K_0(k_{re}b)}. \quad (14)$$

Коэффициент S выбирается так, чтобы в линейном приближении было обеспечено граничное условие: $v_r|_{r \rightarrow b-0} = v_r|_{r \rightarrow b+0}$.

Дисперсионная кривая моды обозначена на рис. 1 индексом "БМ". Она разделена прямыми $\omega/k = \pm V_{Ae}$ на три части, в центральной из которых частота является комплексной, и на рисунке использована ее вещественная часть. В этой области волновых чисел мода затухает вследствие ее излучения во внешнюю среду. Мы будем рассматривать ее в другой области, где она не затухает.

С торсионными альфвеновскими модами ситуация обстоит проще в том смысле, что характер их поведения одинаков для всех волновых чисел - они не затухают. Кроме того, они локализованы внутри трубки, то есть волновые распределения торсионных мод отличны от нуля только в области трубки:

$$v_\varphi(\mathbf{r}, t) = \mu A_1 Y_1(r) e^{ik_1 z - i\omega_1 t} + \mu A_2 Y_2(r) e^{ik_2 z - i\omega_2 t} + \mu A_1^* Y_1(r) e^{-ik_1 z + i\omega_1 t} +$$

$$\mu A_2^* Y_2(r) e^{-ik_2 z + i\omega_2 t} + \mu^2 w_2(\mathbf{r}, t), \quad r < b,$$

$$v_\varphi(\mathbf{r}, t) = 0, \quad r > b, \quad k_1^2 = \omega_1^2 / V_{Ai}^2, \quad k_2^2 = \omega_2^2 / V_{Ai}^2.$$

Дисперсионная кривая обозначена на рис. 1 индексом "ТМ".

Течения плазмы в торсионных модах происходят по цилиндрическим поверхностям $r=\text{const}$, причем на каждой поверхности - независимо от других. Математически это выражается произвольным видом функций $Y_1(r)$ и $Y_2(r)$, определяющих радиальное распределение мод. Единственное ограничение состоит в том, что требуется $Y_1(0) = 0$ и $Y_2(0) = 0$. Эти функции дают радиальный профиль скорости движения плазмы, и мы рассмотрим различные их варианты:

$$a) Y_1(r) = Y_2(r) = \sqrt{r/b}, \quad b) Y_1(r) = Y_2(r) = r/b, \quad c) Y_1(r) = Y_2(r) = r^2/b^2.$$

В первом случае в движение вовлечена плазма практически по всему объему трубки, в третьем - только приповерхностные слои плазмы, второй случай играет роль промежуточного.

Взаимодействующие моды изображены на рис. 1 индексами 1, 2 и 3. Будем находить значения коэффициентов взаимодействия C_1, C_2, C_3 для ряда значений продольного волнового числа k_z возбуждаемой быстрой моды. Соответствующие значения частоты ω_3 находится из дисперсионного уравнения (14). Значения волновых чисел k_1, k_2 и частот ω_1, ω_2 взаимодействующих торсионных мод находим из условий синхронизма (7). Формулы для коэффициентов взаимодействия необходимо модернизировать с учетом нового вида волновых распределений. Во-первых, интегралы, содержащие радиальные распределения торсионных мод Y_1, Y_2 , необходимо ограничить пределами 0 и b . Во-вторых, интеграл $\int_0^\infty J_1(k_r r)^2 r dr$ следует записать в виде суммы двух интегралов: $\int_0^b J_1(k_{ri} r)^2 r dr + \int_b^\infty S^2 K_1(k_{re} r)^2 r dr$.

Для нахождения численных значений коэффициентов затухания зададим следующие значения альфвеновских скоростей внутри трубки и во внешней среде: $V_{Ai}=1000$ км/с, $V_{Ae}=3000$ км/с. Это означает, что плотность плазмы в трубке в 9 раз превосходит плотность плазмы в окружающей среде. Область затухания основной радиальной моды определяется границей $k_0 b \approx 0,86$. Результаты численных расчетов представлены в виде графиков зависимости коэффициентов взаимодействия от волнового числа возбуждаемой моды на рис. 2. Там же даются графики зависимости соответствующих относительных скоростей роста амплитуды быстрой моды.

Полученные результаты показывают, что независимо от вида радиального распределения торсионных возмущений выполняются условия возбуждения быстрой магнито-

звуковой моды типа перетяжки (12). Оно выполняется во всей области волновых чисел $k > k_0$, где быстрая мода является незатухающей. Поведение относительных скоростей роста амплитуды возбуждаемой моды λ (вычисляемых по формуле (13)) показывает, что вблизи границы области, где быстрая мода превращается в затухающую, эффективность ее возбуждения резко падает. Между скоростями роста быстрой моды при различных радиальных распределениях торсионных возмущений нет большой разницы, тем не менее, можно отметить, что в длинноволновой части области преимущество имеет распределение типа *c*. В коротковолновой части все кривые скорости роста сходятся, их дальнейшее продолжение показывает, что здесь имеется преимущество распределения типа *a*. Волновые числа торсионных мод имеют разные знаки, то есть торсионные моды имеют взаимно противоположные направления. Их частоты сходятся для малых в длинноволновой области. В коротковолновой области, где взаимодействие эффективнее, частоты различаются больше.

На основании проделанных расчетов мы заключаем, что нелинейное резонансное взаимодействие торсионных альфвеновских волн в корональных магнитных петлях может служить эффективным механизмом возбуждения аксиально-симметричной быстрой магнитозвуковой волны, которая создает возмущения петель типа перетяжек (быстрой радиальной моды), в области волновых чисел, где она является незатухающей.

-
1. Дворяковский В. П., Файнштейн С. М., Известия ВУЗов. Радиофизика, **24**, №5, 533 (1981)
 2. Zaitsev V. V., Stepanov A. V., Uspo S., Pohjolainen S., Astron. Astrophys. **337**, 887 (1998)
 3. Meerson B. I., Sasorov P. V., Stepanov A. V., Solar Phys. **58**, 165 (1978)
 4. Михалев Б. Б., Известия ВУЗов. Физика, **49**, №6, 92 (2006)
 5. Розенкраух Ю. М., Степанов А. В., Астрон. журн., **65**, 300 (1988)
 6. Тамойкин В. В., Файнштейн С. М., Цыганов П. В., Физика плазмы, **22**, №6, 572 (1996)
 7. Тамойкин В. В., Файнштейн С. М., Цыганов П. В., Физика плазмы, **22**, №6, 578 (1996)
 8. Тамойкин В. В., Файнштейн С. М., Цыганов П. В., Физика плазмы, **23**, №2, 161 (1997)

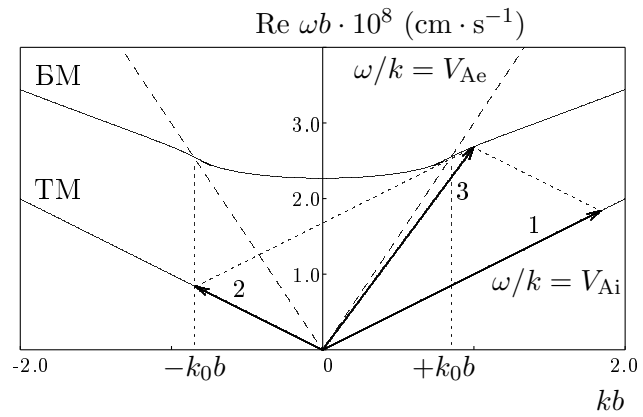


Рис. 1. Диаграмма резонансного взаимодействия быстрой магнитозвуковой моды типа перетяжки (3) и двух торсионных альвеновских мод (1 и 2) в классической трубке.

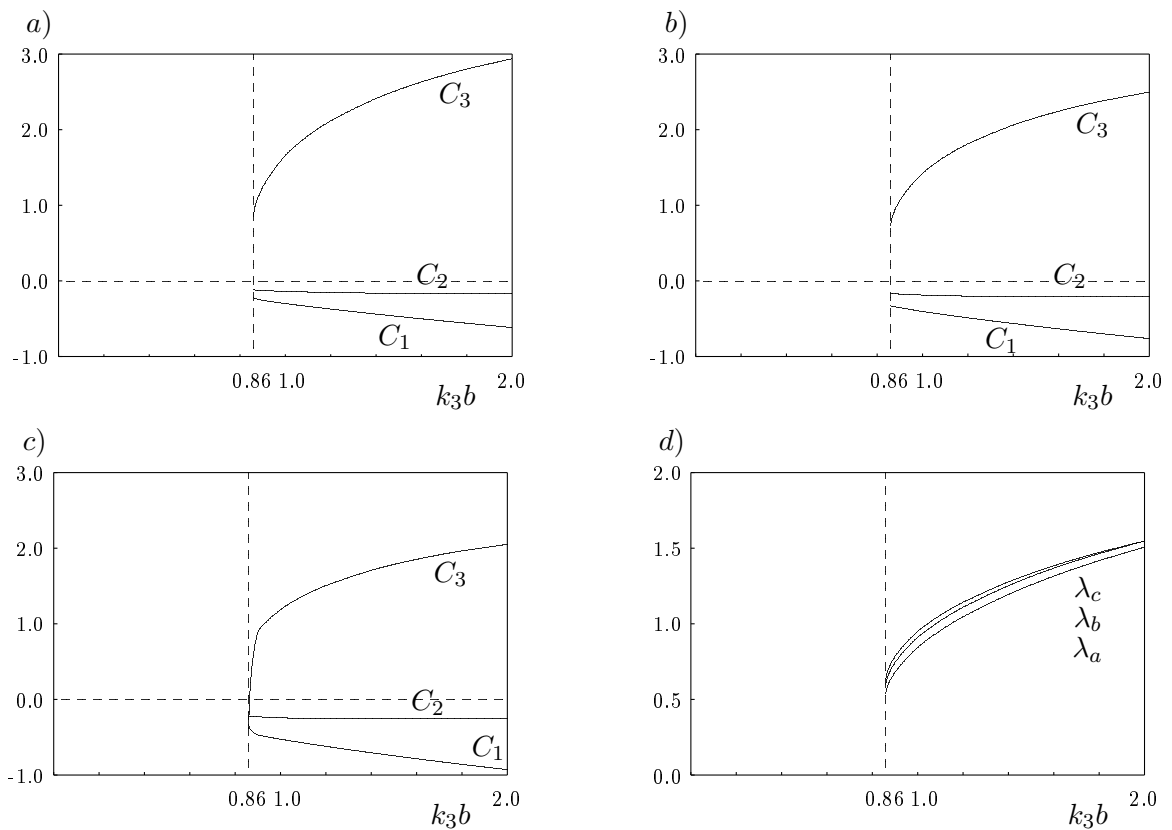


Рис. 2. Изменение коэффициентов взаимодействия с волновым числом возбуждаемой основной радиальной моды для трех типов торсионных возмущений ($a - c$). Изменение относительной скорости роста амплитуды возбуждаемой основной радиальной моды с ее волновым числом для трех типов торсионных возмущений (d).

Обоснование иерархической структуры цикличности временного ряда солнечной активности^{*}

В.А. Перепелица,^{1, **} Ф.Б. Тебуева,^{2, ***} Т.М. Шенкао^{2, ****}

¹Ставропольский государственный университет, Ставрополь

²Карачаево-Черкесская государственная технологическая академия, Черкесск

В работе исследуются предпрогнозные характеристики временного ряда солнечной активности. Используются такие методы нелинейной динамики как фрактальный анализ и фазовый анализ. Фрактальный анализ осуществлен как для исходного среднемесячного временного ряда солнечной активности, так и для среднегодичного временного ряда, который формируется путем агрегирования исходного ряда. Результатом этого анализа являются числовые оценки глубины памяти для обоих рядов, а также для временного ряда, уровнями которого являются так называемые “максимумы одиннадцатилетних циклов”. С помощью фазового анализа установлена трехуровневая иерархичность циклической компоненты временного ряда солнечной активности и получены числовые оценки, характеризующие структуру квазициклов на каждом уровне этой иерархии. Для прогнозирования рассматриваемого временного ряда предлагается использовать клеточные автоматы.

1. ОБЪЕКТ И ПРЕДМЕТ ИССЛЕДОВАНИЯ, ИХ АКТУАЛЬНОСТЬ

Объектом исследования в настоящей работе является солнечная активность, выражаемая числами Вольфа, которые отражают с течением времени количество темных пятен на поверхности Солнца. Предметом исследования является временной ряд солнечной активности, а также адаптивное применение к нему методов нелинейной динамики, используемых в целях предпрогнозного анализа и прогнозирования солнечной

^{*} Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №06-05-96-628, проект №06-01-00020а

^{**} E-mail: perepel12@yandex.ru

^{***} E-mail: fariza-t@yandex.ru

^{****} E-mail: timshenkao@yandex.ru

активности. Рассматриваемые в настоящей работе временные ряды среднемесячных значений чисел Вольфа охватывают трехсотлетний период.

Полученные многочисленными авторами результаты по статистике пятнообразовательной деятельности Солнца представлены в книге [4], в которой кривая временного хода уровня пятнообразовательной деятельности Солнца демонстрирует весьма сложный характер изменений. В динамике временного ряда чисел Вольфа сочетаются стохастические (случайные) свойства с несомненным наличием регулярностей, при этом явно прослеживается определенная иерархия характерных временных масштабов. На долю регулярных значений уровня пятнообразования приходится около 80% дисперсии, а остальное – на долю случайной составляющей.

Авторы книги [4] отмечают, что сделаны только первые шаги в изучении и прогнозировании структуры 11-летнего цикла солнечной активности. На дальнейшее требуется детальный анализ и охват всех заслуживающих доверия результатов обработки статистических данных пятнообразования. Посвященные статистике пятнообразовательной деятельности Солнца исследования и соответственно публикации расширили базу знаний о солнечной активности. Однако, основные положения и выводы книги [4] остаются в силе и до настоящего времени. Таким образом к настоящему времени остается открытой и актуальной проблема построения и обоснования адекватной математической модели солнечной активности.

2. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ МЕТОДОМ ФАЗОВОГО АНАЛИЗА

Временные ряды (ВР) чисел Вольфа представлены на сайтах [1, 2]. В контексте предпрогнозного анализа и прогнозирования временных рядов среднемесячных и среднегодовых чисел Вольфа авторы настоящей работы предлагают использовать такие методы нелинейной динамики как фазовый анализ [8] и фрактальный анализ [9, 10], которые позволяют выявлять новые закономерности, не обнаруживаемые с помощью математической статистики.

ВР (среднегодовых) значений чисел Вольфа обозначим через $W = \langle w_i \rangle$, где индексом $i = 1, 2, \dots, n$ занумерованы годы с 1700 по 2005. На рис. 1 дано графическое представление ВР W .

Используемый авторами фазовый анализ базируется на построении фазовой траектории $\Phi_2(W) = \{(w_i, w_{i+1})\}$, $i = \overline{1, n-1}$, представленной на рис. 2а, где пары соседних точек (w_i, w_{i+1}) , (w_{i+1}, w_{i+2}) соединяются отрезком кривой.

Эта фазовая траектория разбивается на фазовые квазициклы K_r , $r = \overline{1, 28}$. Число точек в квазицикле K_r называется его длиной и обозначается через L_r . В качестве типичного на рис. 2б представлен квазицикл K_{26} , у которого длина L_{26} равна 10. Это означает, что квазицикл K_{26} является 11-летним, т.е. состоит из 11 уровней ВР W . Представленный на рис. 1 ВР W фактически состоит из 28 завершенных квазициклов, которые в совокупности включают в себя 306 (среднегодовых) уровней W . Отсюда получаем среднее значение длины квазициклов вида рис. 3 $L_{cp} = 306/28 \approx 10,93$ лет, т.е. оказалось вычисленным среднее значение длительности так называемого “11-летнего цикла” [4].

В таблице 1 приведены частоты длин квазициклов ВР W , откуда также вытекает 11-летнее значение средней длины годовых квазициклов. При этом в области значений длин $\{9, 10, \dots, 14\}$ типичными являются 10 и 11 лет. Отметим, что представленные в табл. 1 данные в терминологии [4] определены согласно правила “эпохи минимумов” (эти данные в [4] определяют продолжительность цикла в пределах от 9,0 до 13,6).

Остановимся теперь на вопросе (“вероятно существующего” [4]) векового цикла пятнообразования. Представленная в [4] библиография позволяет назвать следующие 3 подхода в попытках различных авторов обосновать существование векового цикла и оценить его продолжительность: 1) метод векового сглаживания (В. Глайзберг, Д. Шов, М. Эйгенсон, М. Вальдмайер), 2) метод скользящих средних (Б. Рубашев, Ю. Витинский), а также использование спектрального анализа и индексов мощности явлений пятнообразования. Различные подходы привели к различным оценкам продолжительности вековых циклов: 79 лет, 80-90 лет и др.

Описанию предлагаемого ниже метода фазовых траекторий предположим одно замечание. В [4] отмечено следующее предложение В.Ф. Чистякова: “вековой цикл начинается и заканчивается максимумом”. Фазовый анализ выделения векового квазицикла базируется на ВР локальных максимумов $\widehat{W} = \langle \widehat{w}_r \rangle$, $r = \overline{1, m}$, где \widehat{w}_r – это значение максимального уровня в r -ом квазицикле ВР W , $m = 28$ – число наблюдаемых квазициклов. В табл. 2 представлен временной ряд \widehat{W} , а на рис. 3 приведена фазовая траектория $\Phi_2(\widehat{W}) = \{(\widehat{w}_r, \widehat{w}_{r+1})\}$, $r = \overline{1, m-1}$.

На рис. 4а,б,в представлено разложение этой фазовой траектории на 3 сложных квазицикла C_1 , C_2 и C_3 (термин “сложный” означает наличие внутри квазицикла петли, происхождение которой объяснил В.Ф. Чистяков: “вековой цикл обычно характеризуется двумя максимумами, которые разделены “провалом”). В терминах нумерации точек фазовой траектории $\Phi_2(W)$ на рис. 2 цикл C_1 начинается в точке 6 и заканчивается в точке 105, т.е. его длина $L(C_1)$ равна $105-6+1=100$ лет; цикл C_2 начинается в точке 105 и заканчивается в точке 206, т.е. его длина $L(C_2)$ равна $206-105+1=102$ года; тогда длина цикла C_3 составляет $L(C_3) = 300 - 206 + 1 = 95$ лет. Оставляя пока в стороне вопрос о том, является ли завершенным или незавершенным цикл C_3 с учетом значений $L(C_1) = 100$, $L(C_2) = 102$, условимся называть вековыми пересекающиеся циклы C_1 , C_2 , C_3 (локальные максимумы \hat{w}_{10} и \hat{w}_{19} выполняют двойную роль – конец одного цикла и начало другого).

Перечислим характерные особенности, которые присущи циклам C_1 , C_2 , C_3 :

- в фазовой траектории $\Phi_2(\widehat{W})$ точки начала этих квазициклов сосредоточены в узкой окрестности (на рис. 3 см. точки с номерами 1, 10, 19);
- каждый из квазициклов длится порядка одного столетия в земных годах;
- в терминах фазовой траектории локальных максимумов $\Phi_2(\widehat{W})$ на рис. 4 структура каждого квазицикла удовлетворяет правилу “восход – петля (упомянутая выше) – нисход”;
- в измерении количества 11-летних циклов для вековых C_1 , C_2 и C_3 выполняются соотношения $0,5+8+0,5$, где первое (третье) слагаемое означает ветвь спада (роста) начального (конечного) 11-летнего цикла в составе векового цикла.

Из этих четырех особенностей заключительная, возможно, не является обязательной с учетом того, что у третьего векового цикла его длина $L(C_3) = 95$ земных лет и, кроме того, на рис. 4в точка окончания цикла C_3 находится на значительном расстоянии от точки его начала. Последнее дает некоторые основания предположить, что следующий 11-тилетний цикл K_r , $r = 29$ окажется достаточно коротким и незначительным по величине локального максимума \hat{w}_{29} . В этом случае присоединение этого (пока не существующего) максимума к точке завершения векового квазицикла C_3 на рис. 4в окажется достаточно близкой к точке его начала. При этом в единицах измерения земного года вековой цикл C_3 может оказаться на несколько лет длиннее C_2 .

Рассмотрим результаты фазового анализа ВР среднемесячных чисел Вольфа $\widetilde{W} =$

$\langle \tilde{w}_j \rangle$, $j = \overline{1, k}$. В качестве иллюстративного примера взят период с января 1981 г. по декабрь 2005 г., т.е. $k = 300$. Фазовая траектория ВР среднемесячных чисел Вольфа $\Phi_2(\tilde{W}) = \{(\tilde{w}_j, \tilde{w}_{j+1})\}$, $j = \overline{1, k}$ в определенном смысле содержит циклическую компоненту, которая, однако, проявляет принципиальное отличие от циклической компоненты фазовой траектории ВР среднегодовых чисел Вольфа (см. рис. 2 и табл. 1). На рис. 5 дано графическое представление распределения частот длин квазициклов ВР среднемесячной солнечной активности \tilde{W} . Здесь поведение квазициклов длины 3 принципиально отличается от квазициклов длины $l \geq 4$. По существу в случае $l = 3$ соответствующие части фазовой траектории не являются квазициклами, а представляют лишь последовательности ациклических отрезков, т.е. зигзагообразных отрезков фазовой траектории. Эти ациклические отрезки появляются в окрестности смены знака приращений (“+” на “-” или “-” на “+”) среднегодового ВР W (см. рис. 1), т.е. в окрестности локальных точек максимума (или минимума) этого ВР. Собственно “циклическая часть” фазовой траектории $\Phi_2(\tilde{W})$ состоит из квазициклов, которые имеют в среднем полугодовую длительность.

Резюмируя результаты фазового анализа ВР солнечной активности, можем отметить их определенную согласованность с общепризнанными фактами [4] в той части, которая касается 11-летних циклов среднегодового ВР солнечной активности. В то же время существует определенное расхождение в той части, которая касается вековых циклов (получили существенное расхождение по числовым значениям параметра их длины), а также квазициклов среднемесячного ВР солнечной активности. Заслуживает внимания также тот факт, что фазовый анализ ВР солнечной активности устанавливает трехуровневую иерархию в структуре динамики эволюционирования уровней солнечной активности. Нижний уровень этой иерархии составляют квазициклы среднемесячного ВР, средний уровень – 11-летние квазициклы среднегодового ВР чисел Вольфа, верхний уровень – вековые циклы. Можно говорить о сравнительном анализе трех рассматриваемых ВР W , \widehat{W} , \widetilde{W} по такому показателю, как качество цикличности, т.е. речь идет о степени проявления в этих ВР таких характеристик цикличности (циклической компоненты), как наличие циклов, степень их завершенности и периодичности, отсутствия, или наоборот, наличие джокера и степень его проявления и т.д. С очевидностью можно утверждать, что по качеству цикличности наилучшим является ВР среднегодовой солнечной активности W , наихудшим – ВР вековых циклов; промежуточное положение

ние занимает ВР среднемесячной солнечной активности \widetilde{W} . Более подробный анализ вышеуказанных трех иерархических уровней оперирует такими параметрами, как траектория дрейфа центров квазициклов, траектория размера периметров их габаритных прямоугольников и др.

3. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ МЕТОДОМ ФРАКТАЛЬНОГО АНАЛИЗА

Обзор подходов и математических методов предпрогнозного анализа эволюционных процессов и соответствующих им ВР позволяет сделать следующий вывод: одного универсального, удовлетворяющего всем требованиям, не обладающего недостатками метода анализа и прогнозирования не существует, каждый подход и каждый метод имеют свои достоинства, недостатки, границы применимости.

В мировой экономической литературе количество методов прогнозирования исчисляется многими десятками. Важно отметить, что наиболее часто эти методы базируются либо на корреляционно-регрессионных моделях, либо на трендах, для представления которых выбираются наиболее подходящие экстраполяционные зависимости. Глубокий анализ временных рядов экономических и природных процессов выявляет случай слабый адекватности этих моделей указанным рядам. Причиной тому является отсутствие свойства независимости между уровнями ВР. Следствием этого является скрытая квазипериодичность, наличие долговременной памяти и дробной фрактальной размерности.

В силу вышеуказанных обстоятельств в работе [9] для прогнозирования временных рядов с памятью предложен новый подход, который базируется на использовании клеточных автоматов и математического аппарата нечетких множеств. Такой подход предполагает реализацию предпрогнозного анализа рассматриваемого ВР. Основным инструментарий предпрогнозного анализа составляют такие методы, как фазовый анализ и фрактальный анализ. Описание методов фрактального анализа ВР можно найти в [9, 10].

Фрактальный анализ рассматриваемого ВР базируется на алгоритмах R/S -анализа, где R – размах, S – стандартное отклонение, R/S – нормированный размах. В процессе реализации R/S -анализа ВР вычисляется его показатель Херста [10], точнее, рассмат-

ривается его траектория вдоль уровней ВР, а также в логарифмических координатах представляется так называемая R/S -траектория. Номер точки смены тренда этой R/S -траектории выполняет роль основы при обосновании глубины памяти рассматриваемого ВР.

Следует обратить внимание на различие содержательного смысла результатов, получаемых на выходе различных алгоритмов реализации R/S -анализа. Предложенный самим Херстом [13] алгоритм R/S -анализа [10, 11] вычисляет среднее значение показателя Херста $H \in (0, 1)$, глубины памяти и длины циклов, если таковые содержатся в рассматриваемом ВР. Так называемый “алгоритм последовательного R/S -анализа” [9] вычисляет не средние, а наоборот, дифференцированные вдоль рассматриваемого ВР вышеуказанные показатели H , глубины памяти и длины циклов. Следует также учитывать тот факт, что получаемые на выходе указанных алгоритмов R/S -анализа результаты фиксируются путем визуализации. Последнее означает, что результаты фрактального анализа адекватно должны представляться нечеткими числами [9, 14]. В контексте прогнозирования ВР главной его характеристикой является оценка трендоустойчивости этого ВР. Эта оценка по существу является двукритериальной. Первый (второй) критерий характеризуется глубиной памяти (показателем Херста). Чем большим (меньшим) оказывается численное значение глубины памяти и показателя Херста, тем лучше (хуже) трендоустойчивость рассматриваемого ВР и, следовательно, тем больше (меньше) оснований для надежного прогнозирования этого ВР.

Для временных рядов W (среднегодовой), \widehat{W} (вековой), \widetilde{W} (среднемесячный) оценка глубины их памяти представляется соответственно нечеткими множествами $M(W) = \{(l; \mu(l))\}$, $M(\widehat{W}) = \{(l; \hat{\mu}(l))\}$ и $M(\widetilde{W}) = \{(l; \tilde{\mu}(l))\}$, где l – значения глубины памяти в единицах измерения месяц, год и 11-летний цикл, а $\mu(l)$, $\hat{\mu}(l)$ и $\tilde{\mu}(l)$ – функции принадлежности, относящиеся к соответствующим рядам W , \widehat{W} и \widetilde{W} .

Сравнительный анализ глубины памяти рассматриваемых ВР оказывается достаточно информативным, если вычисленные значения вышеуказанных нечетких множеств представить в виде таблицы 3.

Относительно значения показателя Херста рассматриваемых трех ВР W , \widehat{W} и \widetilde{W} можно сформулировать следующее общее качественное заключение. Динамика поведения каждого из трех рядов соответствует области черного шума, поскольку для каждого из них значение $H > 0,7$. С учетом этого факта есть смысл уделить максимум

внимания принципиальным различиям между нечеткими множествами глубины памяти, представленными в табл. 3.

С точки зрения трендоустойчивости крайне нежелательной является такая ситуация, в которой значение функции принадлежности $\mu(l)$ достигает максимума на глубине $l = 3$. Однако, если этот максимум достигается при $l \geq 4$, хоть и в меньшей степени, однако весьма нежелательным является случай, когда значение $\mu(3)$ находится в достаточно узкой окрестности числа 0,5. Именно к этому случаю относится ВР вековых циклов, состоящий из максимальных уровней 11-летних циклов. Отметим при этом, что здесь максимальное значение 0,9 функция принадлежности $\hat{\mu}(l)$ достигает при достаточно малой глубине $l = 4$. С учетом нулевого значения $\mu(3) = 0$ и близкого к нулю значения $\tilde{\mu}(3) = 0,11$ можем утверждать о наихудшей и при этом достаточно плохой трендоустойчивости ВР локальных максимумов. Иными словами, циклическая компонента “векового” ВР \widehat{W} является наихудшей по сравнению с аналогичной компонентой остальных ВР.

Осуществим теперь сравнительный анализ нечетких множеств глубины памяти временных рядов W и \widetilde{W} соответственно среднегодовой и среднемесячной солнечной активности. Здесь имеет место различие, которое является существенным и состоит в следующем:

- для ВР \widetilde{W} в “нежелательной” точке $l = 3$ значение $\tilde{\mu}(3) = 0,11 > 0$ в то время, как для ВР W нулевое значение функции принадлежности $\mu(l)$ принимает не только в точке $l = 3$, но и в окрестности, а именно в точках $l = 4$ и $l = 5$;
- максимальное значение 0,9 функция принадлежности $\hat{\mu}(l)$ для ВР \widetilde{W} принимает на глубине $l = 4$, т.е. в “опасной близости” к $l = 3$, в то время, как максимальное значение 0,93 функция принадлежности $\mu(l)$ для ВР W принимает на глубине $l = 15$, причем, субмаксимальные значения функция принадлежности $\mu(l)$ принимает в достаточно узкой окрестности глубины $l = 15$.

В качестве итога сравнительного анализа трендоустойчивости трех временных рядов на качественном уровне можно сформулировать следующее заключение: трендоустойчивость ВР \widehat{W} находится между “плохо” и “удовлетворительно”; трендоустойчивость ВР \widetilde{W} является “удовлетворительной”; трендоустойчивость ВР W является, как минимум, “очень хорошей”. Отметим, что эта градация (ранжирование) полностью согласуется с изложенными выше результатами фазового анализа этих ВР.

4. КЛЕТОЧНО-АВТОМАТНОЕ ПРОГНОЗИРОВАНИЕ НА БАЗЕ ГИБРИДНОГО ПОДХОДА

Касаясь классических методов прогнозирования, отметим, что если у рассматриваемого ВР достаточно часто сменяется тренд и он обладает долговременной памятью, то эти классические методы прогнозирования применительно к нему зачастую оказываются неадекватными. Отсюда естественным является вопрос о существовании таких принципиально новых моделей и методов прогнозирования, у которых “мешающий” (в указанном выше смысле) фактор долговременной памяти становится “созидательным”. Положительный ответ на этот вопрос удастся не только обосновать, но и конструктивно реализовать, используя идеи искусственного интеллекта и алгоритмы, родственные генетическим [6, 7, 14], которые, в частности, могут быть реализованы на базе клеточных автоматов [5, 9].

Традиционные подходы к прогнозированию экономических ВР базируются на декомпозиции, т.е. на выделении из рассматриваемого ВР компонент тренда, сезонности, цикличности, а также остаточной компоненты. В работе [3] отмечено, что в результате проведения указанной “хирургической” операции декомпозиции теряется или искажается в отдельных случаях существенная “интегральная” информация о динамике поведения ВР, что негативным образом сказывается на точности получаемого в результате прогноза. Предлагаемая клеточно-автоматная прогнозная модель не использует указанную декомпозицию рассматриваемого ВР и, следовательно, снимает проблему потери информации при разложении ВР на компоненты.

Второе замечание, относящееся к традиционным подходам к прогнозированию, обусловлено тем фактом, что при выборе тренда, при выделении сезонной компоненты, при определении циклических компонент неизбежно присутствует определенная мера субъективизма. Такого рода “проблема субъективизма” не возникает при построении клеточно-автоматной прогноз модели просто потому, что клеточно-автоматная прогнозная модель не оперирует понятиями тренд, сезонность, цикличность.

Из сравнения традиционного и клеточно-автоматного подхода к прогнозированию вытекает третье замечание, отмечающее возможность привлечения в процесс клеточно-автоматного прогнозирования нечисловой (качественной, лингвистической и т.д.) информации, характеризующей динамику рассматриваемого процесса.

Алгоритм прогнозирования на базе клеточного автомата реализуется в системном единстве с процессом моделирования долговременной памяти и завершается получением прогноза, включая валидацию (оценивание погрешности результата). Этот алгоритм состоит из следующих шести этапов.

Этап 1. Использование статистических методов [12] и визуализация для предварительного анализа данного ВР на предмет выявления наличия или отсутствия тяжелых хвостов, трендов, циклических или сезонных компонент и др.

Этап 2. Фрактальный анализ [9, 10] данного ВР с целью установления в нем долговременной памяти, включая оценку ее глубины, а также выявления в поведении этого ВР таких характеристик и тенденций, как трендоустойчивость или, наоборот, хаотичность, персистентность или антиперсистентность [10] и др. Вычислительная часть фрактального анализа базируется на алгоритмах R/S -анализа, представленных в [9, 10]. Оценки, получаемые на выходе этого этапа, имеют числовую природу: наиболее адекватным является их представление в терминах и понятиях нечетких множеств (НМ) [14].

Этап 3. Выбор терм-множества (множества носителей) [9, 14] $W = \{u\}$ и преобразование данного ВР в лингвистический временной ряд (ЛВР) с целью обеспечить возможность применить квазигенетический алгоритм, работающий с комбинаторными конфигурациями, составленными из элементов терм-множества W [9].

Этап 4. Построение клеточного автомата для получения ЛВР; этап 4 состоит из двух подэтапов:

- формирование множества M всех l -конфигураций, содержащихся в полученном ЛВР, $l = 1, 2, \dots, L$, где L – глубина памяти [9, 10] этого ЛВР;
- вычисление частот и частостей переходов l -конфигураций из M в состояния-термы из W , т.е. построение памяти клеточного автомата.

Этап 5. Формирование прогноза для рассматриваемых ВР и ЛВР путем реализации “мягких вычислений” квазигенетического алгоритма на базе построенной памяти клеточного автомата:

- получение прогноза в виде нечеткого лингвистического множества (НЛМ);
- преобразование НЛМ в числовое НМ, которое при необходимости с помощью процедуры дефазификации [9, 14] можно перевести в четкий числовой прогноз.

Этап 6. Валидация, т.е. получение оценок погрешности полученного прогноза для

данных ВР и ЛВР.

Как и следовало ожидать, привлекательные результаты клеточно-автоматного прогнозирования получаются применительно к ВР среднегодовой солнечной активности W . Относительная ошибка меньше 15% достигается, например, при использовании шестиэлементного терм-множества $\{H^+, C^+, B^+, H^-, C^-, B^-\}$, где H , C и B означают собой лингвистическое значение “низкий”, “средний” и “высокий”, а значки “+” и “-” означают соответственно “восходящий” и “нисходящий”. Применительно к ВР \widehat{W} и \widetilde{W} клеточно-автоматное прогнозирование показывает существенно худшие результаты. Для всех рассматриваемых ВР результаты клеточно-автоматного прогнозирования удастся улучшить на базе гибридного подхода [14] в виде тройного гибрида “клеточный автомат + фазовый анализ + нечеткие системы”. В этом гибриде результаты разложения фазовой траектории на квазициклы реализуют оптимизационную настройку функции принадлежности результата клеточно-автоматного прогноза, представляемого в виде нечеткого множества.

В заключение вернемся к выявленной трехуровневой иерархии цикличности ВР солнечной активности. Этот результат позволяет системно ставить вопрос о долгосрочном прогнозировании солнечной активности, говоря о горизонте прогноза, длина которого сравнима с длиной векового цикла.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект №06-05-96-628, проект №06-01-00020а

-
1. [ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/
SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_NUMBERS/)
 2. <http://sidc.oma.be>
 3. Бессонов В.А., “Введение в анализ российской макроэкономической динамики переходного периода”, Москва: ЦЭМИ РАН (2003).
 4. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В., “Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца”, Москва: Наука (1986).
 5. Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г., Потапов А.Б., 1996, “Нестационарные структуры, динамический хаос, клеточные автоматы”, в кн. “Новое в синергетике. Загадки мира неравновесных структур”, Москва, Наука, 95-164.
 6. Курейчик В.М., “Генетические алгоритмы”, Таганрог: Изд-во ТРТУ (1998).
 7. Лысенко Ю.Г., Иванов Н.Н., Минц А.Ю., “Нейронные сети и генетические алгоритмы: Учебное пособие”, Донецк: ООО “Юго-Восток, Лтд”(2003).
 8. Малинецкий Г.Г., “Математические основы синергетики. Хаос, структуры, вычислительный эксперимент”, Москва: КомКнига (2005).
 9. Перепелица В.А., Тебуева Ф.Б., Темирова Л.Г., “Структурирование данных методами нелинейной динамики для двухуровневого моделирования”, Ставрополь: Ставропольское книжное издательство (2006).
 10. Петерс Э., “Хаос и порядок на рынках капитала. Новый аналитический взгляд на циклы, цены и изменчивость рынка”, Москва: Мир (2000).
 11. Петерс Э., “Фрактальный анализ финансовых рынков: Применение теории Хаоса в инвестициях и экономике”, Москва: Интернет-Трейдинг (2004).
 12. Сигел Э., “Практическая бизнес-статистика”, Москва: Издательский дом “Вильямс” (2002).
 13. Н.Е. Hurst, Transactions of the American Society of Civil Engineers, 116 (1951).
 14. Ярушкина Н.Г., “Основы теории нечетких и гибридных систем. Учебное пособие”, Москва: Финансы и статистика (2004).

SUBSTANTIATION OF HIERARCHICAL STRUCTURE OF CYCLICITY OF SOLAR ACTIVITY TIME SERIES

V.A. Perepelitsa, F.B. Tebueva, T.M. Shenkao

In this paper, one examines pre-forecasting characteristics of solar activity time series. We used such methods of non-linear dynamics as fractal analysis and phase analysis. Fractal analysis was performed both for initial average monthly time series of solar activity and for average annual time series that is formed by aggregation of initial time series. Numerical estimates of memory depth for both the time series and also for time series, whose levels are so called “maxima of eleven-year cycles”, are the result of this analysis. Three-level hierarchy of cyclic component of solar activity time series was determined with the help of phase analysis, and numerical estimates were obtained that characterize the structure of quasi-cycles on each level of this hierarchy. One proposes to use cellular automata to predict the considered time series.

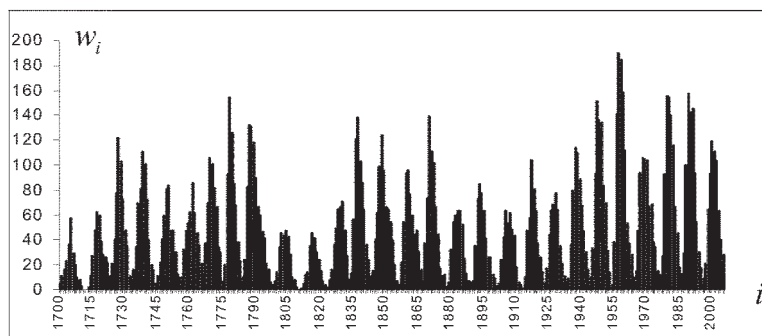


Рис. 1. Графическое представление временного ряда среднегодовой солнечной активности за период 1700-2005 гг.

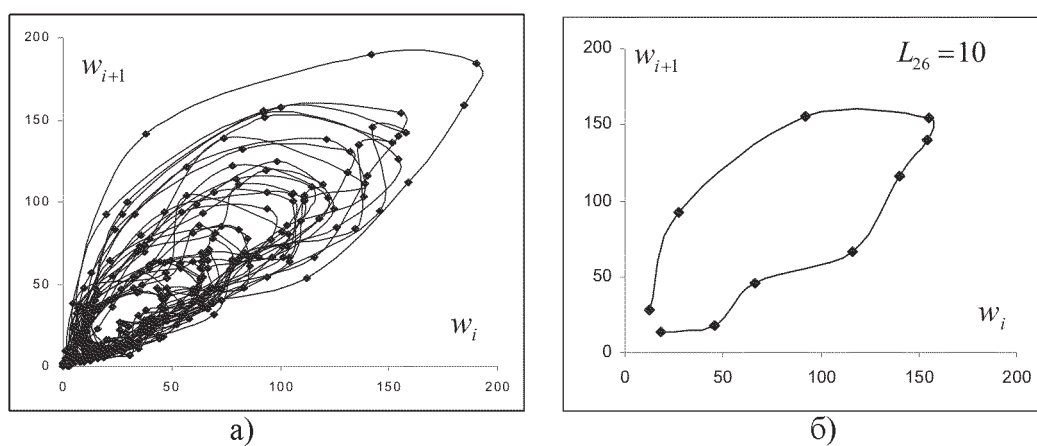


Рис. 2. Фазовая траектория временного ряда среднегодовой солнечной активности W и ее типичный квазицикл K_{26} длиной $L_{26} = 10$

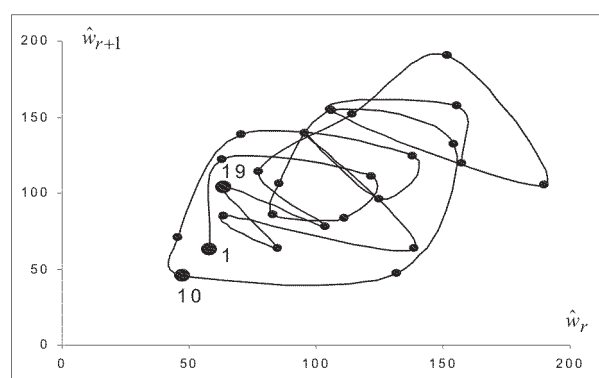


Рис. 3. Фазовая траектория временного ряда $\Phi_2(\widehat{W})$ локальных максимумов

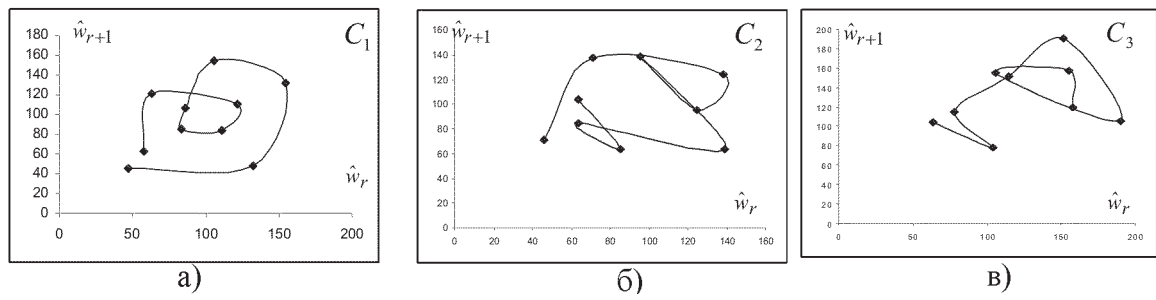


Рис. 4. Вековые циклы временного ряда среднегодовой солнечной активности W

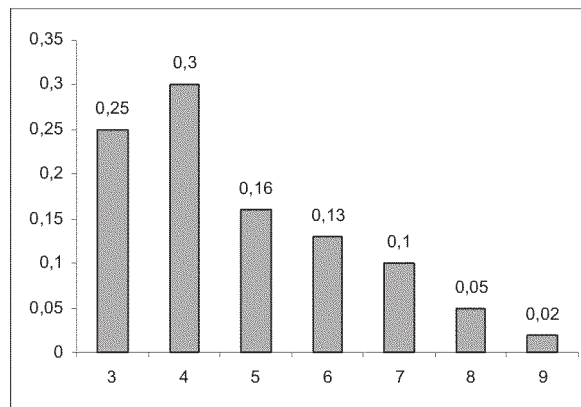


Рис. 5. Распределение частот длин квазициклов временного ряда среднемесячной солнечной активности \widetilde{W}

Таблица 1. Распределение частот длин квазициклов временного ряда среднегодовой солнечной активности W

Длина квазицикла	9	10	11	12	13	14
Частота появления	0,07	0,32	0,39	0,11	0,07	0,04

Таблица 2. Временной ряд \widehat{W} локальных максимумов

Номер уровня	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Значение уровня	58,0	63,0	122,0	111,0	83,4	85,9	106,1	154,4	132,0	47,5
Номер уровня	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
Значение уровня	45,8	70,9	138,3	124,7	95,8	139,0	63,7	85,1	63,5	103,9
Номер уровня	21	22	23	24	25	26	27	28		
Значение уровня	77,8	114,4	151,6	190,2	105,9	155,4	157,6	119,6		

Таблица 3. Значения функции принадлежности для нечетких множеств среднегодового, среднемесячного и векового временного ряда солнечной активности

l	$\tilde{\mu}(l)$	$\mu(l)$	$\hat{\mu}(l)$
3	0,11	-	0,50
4	0,90	-	0,90
5	0,76	-	0,40
6	0,65	0,02	0,20
7	0,43	0,02	-
8	0,25	0,04	0,20
9	0,14	0,06	0,10
10	0,11	0,14	-
11	0,04	0,28	-
12	0,04	0,59	-
13	-	0,79	-
14	-	0,90	-
15	-	0,93	-
16	-	0,73	-
17	-	0,63	-
18	-	0,32	-
19	-	0,18	-
20	-	0,10	-
21	-	0,02	-
22	-	0,02	-

Наблюдательные исследования колебательно- волновых процессов в факельных областях

В. А. Пуляев^{1,*} Н. И. Кобанов^{2,**}

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, 664033, а/я 291*

²*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, 664033, а/я 291*

В работе представлены результаты изучения колебательных движений в солнечных факелах на основе наблюдательных данных, полученных на горизонтальном солнечном телескопе Саянской солнечной обсерватории. Наблюдения проводились безмодуляционным методом одновременно в нескольких спектральных линиях, образующихся на двух уровнях высот соответствующих фотосфере и хромосфере. Кроме того, выполнен ряд одновременных измерений на уровнях фотосферы и зоны температурного минимума (линия Ba II 4554 Å). Мы использовали следующие пары спектральных линий: H α 6563 Å – Fe I 6569 Å, Fe I 4551.6 Å – Ba II 4554 Å, Si I 8536 Å – Ca II 8542 Å. В результате мы получили возможность сопоставить спектральные характеристики колебаний яркости и лучевой скорости. На уровне хромосферы установлены смещения мощности колебаний в факелах из области пятиминутных периодов к десяти-пятнадцати минутам. При этом уверенно отмечается уменьшение амплитуды пятиминутных колебаний лучевой скорости на уровне фотосферы.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из актуальных задач физики Солнца является исследование колебательно-волновых процессов в областях с различной топологией магнитного поля. Солнечные факелы отличаются от невозмущенной солнечной атмосферы температурой, повышенной на несколько сот градусов, и усиленным магнитным полем. Колебания в различных солнечных образованиях (в том числе и в факелах) исследуются с середины прошло-

* Electronic address: vasiliiy_p@iszf.irk.ru

** Electronic address: kobanov@iszf.irk.ru

го века. Интересно, что в одной из наиболее ранних работ [1] не выявлено различий между колебаниями лучевой скорости в факелах и невозмущенных областях на уровне фотосферы. Тогда как последующими исследователями [2–4] отмечалось уменьшение амплитуды пятиминутных фотосферных осцилляций в факелах по сравнению с невозмущенной фотосферой. Также иногда наблюдалось увеличение амплитуды осцилляций при периоде 500 секунд в хромосфере (линия Ca II 8542Å)[5]. В то же время Балтазар [6], наблюдая в немагнитной линии 5576 (эта линия нечувствительна к температуре), нашел, что в некоторых факелах мощность пятиминутных колебаний лучевой скорости возрастает, а в других наоборот, падает. Он также отмечал в некоторых спектрах период около 500 секунд. В настоящее время в некоторых статьях фотосферные колебания в факелах активных областей рассматриваются как непосредственная причина пятиминутных колебаний, наблюдаемых в переходной зоне и короне [7, 8]. Однако, до сих пор мы не имеем достаточно полной информации о параметрах колебаний в фотосфере и нижней хромосфере факелов.

2. ИНСТРУМЕНТ И МЕТОД

Наблюдения выполнялись на горизонтальном солнечном телескопе Саянской Солнечной обсерватории, расположенном на высоте 2 км над уровнем моря. Теоретическое разрешение телескопа при диаметре зеркал 800 мм не хуже 0,2". Однако реальные атмосферные условия заставляют говорить о разрешении 1". Инструмент снабжен фотоэлектрическим гидом, который имеет погрешность не более одной секунды за 10 часов и компенсирует смещение изображения из-за вращения Солнца. Наблюдатель имеет возможность осуществлять безмодуляционные измерения продольной напряженности магнитного поля в широком спектральном диапазоне одновременно с измерениями лучевой скорости. Для регистрации спектра используется CCD камера от фирмы Princeton Instruments с размером матрицы 256×1024 и термоэлектрическим охлаждением до -40 °C. Размер пикселя 24 мкм соответствует 0,25" вдоль щели. Подробнее об инструменте и методе можно прочитать в [9]. Объекты для наблюдения выбирались вблизи лимба по изображению в белом свете, в дальнейшем их положение на щели уточнялось по яркости континуума вблизи фотосферных спектральных линий. Все факельные площадки, которые мы наблюдали, располагались в "королевской зоне". Связь факельных

площадок с активными областями определялась по положению, не более $150''$ от пятна. В случае отсутствия пятна исследовалась история во времени: 3 предшествующих времени наблюдения дня для факелов западного лимба, и последующих 3 дней для восточного. Здесь и далее под активной областью (АО) мы подразумеваем либо солнечное пятно, либо группу пятен. Редукционная обработка данных производилась в пакете IDL. Для анализа использовались БПФ и вейвлет анализ, который дал возможность рассмотреть временное распределение отдельных мод и произвести их выборочную фильтрацию. Как материнский вейвлет мы использовали вейвлет Морле ($k=6$), который представляет из себя плоскую волну, модулированную гауссианом - это удобная форма для анализа квазипериодических структур. Для проверки статистической значимости (уровень 95%) было сделано сравнение с теоретическим спектром для белого шума, согласно [10].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На основе статистического анализа 15 временных серий для уровня фотосферы мы выяснили, что в зоне факела на этом уровне в большинстве случаев амплитуда колебаний лучевой скорости падает в среднем на 20–40%, при этом наиболее сильно ослабевают осцилляций с периодом 3–5 минут. Случаев усиления осцилляций отмечено не было. Четыре примера Фурье спектров на рис. 1 отображают типичное поведение лучевой скорости. Поведение колебаний в фотосфере и зоне температурного минимума весьма схожее.

Для колебаний лучевой скорости, измеренных на уровне хромосферы ситуация неоднозначная – в области факелов наблюдается как увеличение, так и уменьшение мощности колебаний. На рис. 2 изображены спектры колебаний лучевой скорости на уровне хромосферы. В целом колебания как будто смещаются в область низких частот. Среди усиливающихся колебаний преобладает диапазон частот 2–5 мГц, а среди ослабевающих 6–9 мГц. Нами были построены гистограммы по колебаниям лучевой скорости в факелах вблизи АО и вне АО. При этом стали видны качественные различия в составе колебаний в этих областях. Из рис. 3 видно, что в факелах вне АО на уровне хромосферы весьма характерно усиление мощности колебаний лучевой скорости в области 1–5 мГц, и ослабление 6–9 мГц. В то же время для факелов, связанных с АО, более

характерно ослабление мощности на всех частотах за исключением 0,5 мГц рис. 4. Общим для всех факельных областей является снижение мощности колебаний в районе 6–9 мГц.

В некоторых случаях отмечались квазистационарные потоки в плазме, связанные с факелами, как на сканированных изображениях, так и во временных сериях. По своему характеру этот феномен напоминает эффект Эвершеда для солнечных пятен. На рис. 5 представлен пример такого потока для участка изображения в области хромосферы, скорость втекания вещества в область над сильным магнитным полем достигает 2000 м/с. На уровне фотосферы никаких особенностей в этом случае не отмечено. На рис. 6 представлены профили скорости для временной серии, скорости потоков достигают 500 м/с в фотосфере и 1000 м/с в хромосфере. Следует отметить, что направление потоков на разных уровнях не меняется. Связь этих потоков с хромосферной сеткой в данной работе не отслеживалась.

Иногда мы отмечали „шевронные“ структуры с периодом пять минут на распределениях лучевой скорости в области факела с сильным магнитным полем (рис. 7). Похожие структуры часто отмечается в тени солнечных пятен [11], но с периодом три минуты. Это явление отождествлено нами как распространяющиеся пятиминутные колебания, центр возбуждения которых располагается над областью максимума магнитного поля [12]. По нашим наблюдениям, такие структуры лучше заметны на уровне хромосферы.

4. ВЫВОДЫ

В фотосфере мощность колебаний лучевой скорости в области факела падает на 20–40% по сравнению с невозмущенной фотосферой.

На уровне хромосферы происходит смещение мощности колебаний лучевой скорости к частотам 0.5–2 мГц. Ослабевают колебания с частотами 6–9 мГц.

Отмечаются также распространяющиеся колебания с периодом 5 минут на участках, занятых сильным магнитным полем.

Наблюдаются квазистационарные течения в хромосфере со скоростью до 2000 м/с и фотосфере со скоростью 250 м/с.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа частично финансирована Государственной программой поддержки ведущих научных школ Российской Федерации, грант SS-733.2003.2, и грантом РФФИ 05-02-16325. Мы приносим благодарности организаторам за теплый прием.

1. F. Q. Orrall, *Astrophys. J.* **141**, 1131 (1965).
2. R. Howard, *Solar Phys.* **2**, 3 (1967).
3. N. R. Sheeley and A. Bhatnagar, *Solar Phys.* **18**, 379 (1971).
4. F.-L. Deubner, *Solar Phys.* **39**, 31 (1974).
5. D.T. Woods and L.E. Cram, *Solar Phys.* **69**, 233 (1981).
6. Balthasar, H.: 1990, *Solar Phys.* **127**, 289.
7. B. De Pontieu, R. Erdelyi and A.G. de Wijn, *Astrophys. J.* **595**, L63 (2003).
8. B. De Pontieu, R. Erdelyi and I. de Moortel, *Astrophys. J.* **624**, L61 (2005).
9. Н.И. Кобанов, *ПТЭ*, **4**, 110 (2001).
10. C. Torrence and G.P. Compo, *Bull. Am. Meteor. Soc.* **79**, 61 (1998).
11. N.I. Kobanov, D.Y. Kolobov, and D.V. Makarchik, *Solar Phys.* **238**, 231 (2006).
12. N.I. Kobanov and V.A. Pulayev, *Solar Physics*, in press (2007).

OBSERVATIONAL INVESTIGATIONS OF OSCILLATORY-WAVE PROCESSES IN FACULA REGIONS

V.A. Pulyaev, N.I. Kobanov

Results of oscillatory movements studying in solar faculae on the basis of the observational data received on horizontal solar telescope of Sayan Solar Observatory are presented in this paper. Observations carried out with modulationless method simultaneously in the several spectral lines formed at two levels of heights corresponding photosphere and chromosphere. Besides a number of simultaneous measurements at levels of photosphere and the temperature minimum region (Ba II 4554 Å) is executed. We used following pair of spectral lines: H α 6563 Å – Fe I 6569 Å, Fe I 4551.6 Å – Ba II 4554 Å, Si I 8536 Å – Ca II 8542 Å. As a result we had an opportunity to compare with spectral characteristics of fluctuations of brightness and beam speed. At a level of chromosphere displacement of capacity of fluctuations in faculae from the five-minute periods to ten-fifteen minutes are established. Also reduction of amplitude of five-minute fluctuations of beam speed at a level of photosphere is confidently marked.

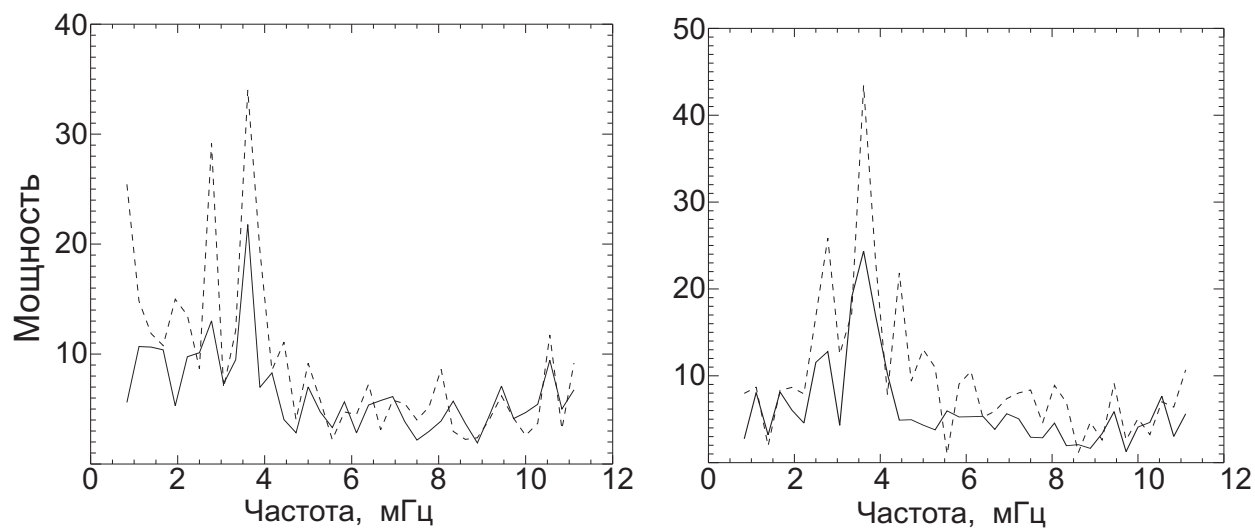


Рис. 1. Типичные спектры колебаний лучевой скорости на уровне фотосферы. Сплошной линией факел, невозмущенная фотосфера пунктиром.

Единицы мощности $10^2 \times (\text{м/с})^2 \cdot \text{мГц}^{-1}$

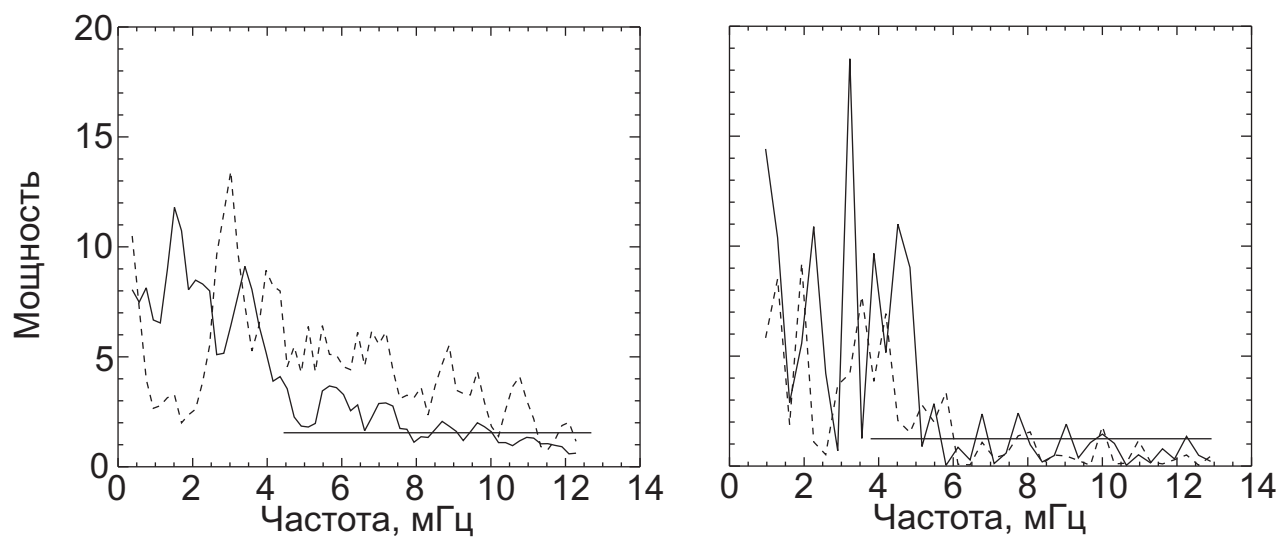


Рис. 2. Спектры колебаний лучевой скорости на уровне хромосферы. Слева в линии Ca II 8542 Å, справа H α 6563 Å. Сплошной линией факел, невозмущенная фотосфера пунктиром.

Единицы мощности $10^3 \times (\text{м/с})^2 \cdot \text{мГц}^{-1}$

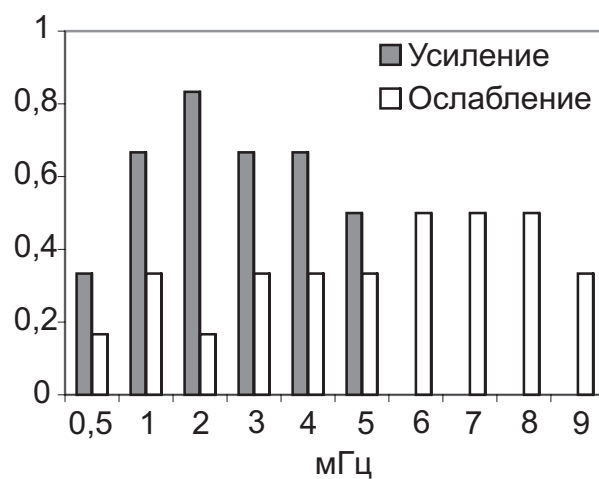


Рис. 3. Гистограмма, отражающая нормированное количество случаев усиления и ослабления мод колебаний лучевой скорости в зависимости от частоты для факелов вне АО

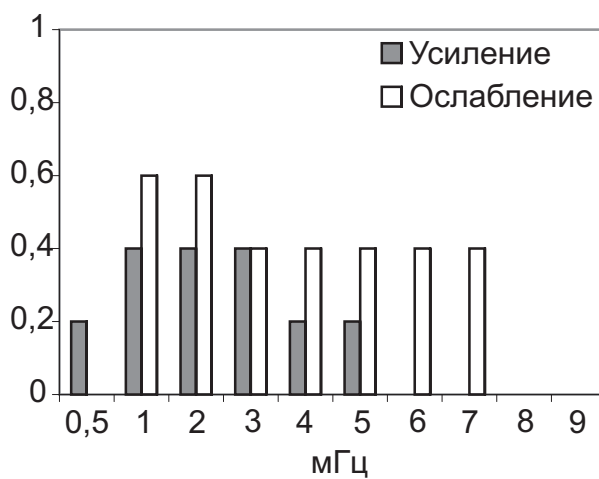


Рис. 4. Гистограмма, отражающая нормированное количество случаев усиления и ослабления мод колебаний лучевой скорости в зависимости от частоты для связанных с АО факелов

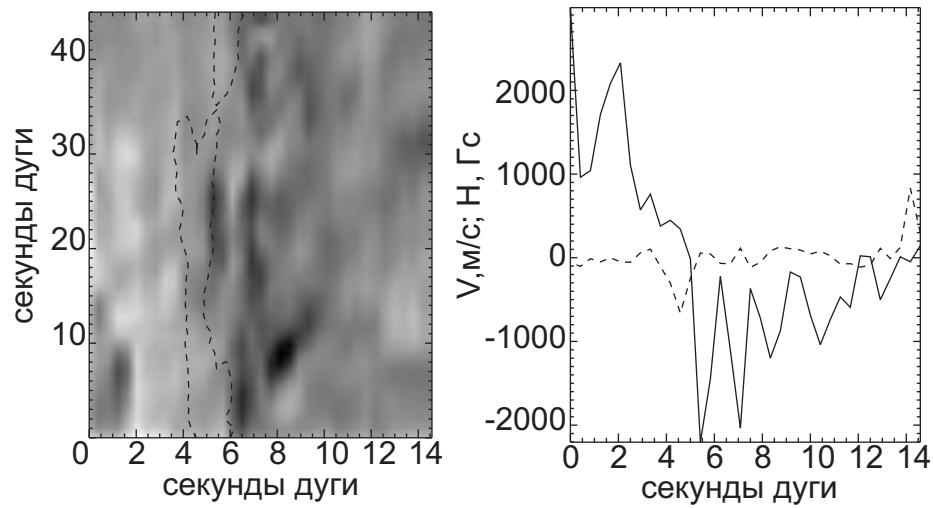


Рис. 5. Слева пространственное распределение лучевой скорости в области хромосферы, измеренной в линии $H\alpha$. Участки, где движение происходит от наблюдателя, закрашены темным. На графике справа отражены разрезы лучевой скорости (сплошной линией) и фотосферного магнитного поля (пунктир) на уровне 22 угловых секунд по вертикали

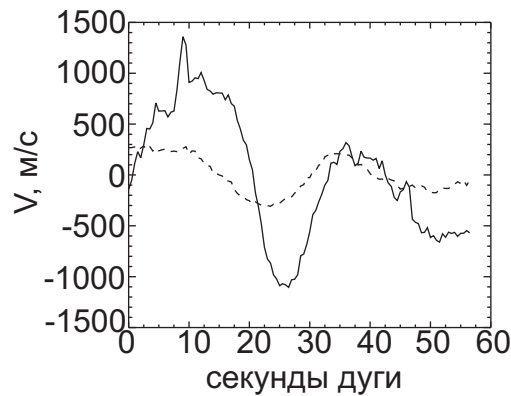


Рис. 6. Средние по времени профили лучевой скорости измеренные в течение 50 минут.

Сплошной линией на уровне хромосферы (линия $H\alpha$ 6563

AA), пунктиром на уровне фотосферы (линия $Fe I$ 6569

AA).

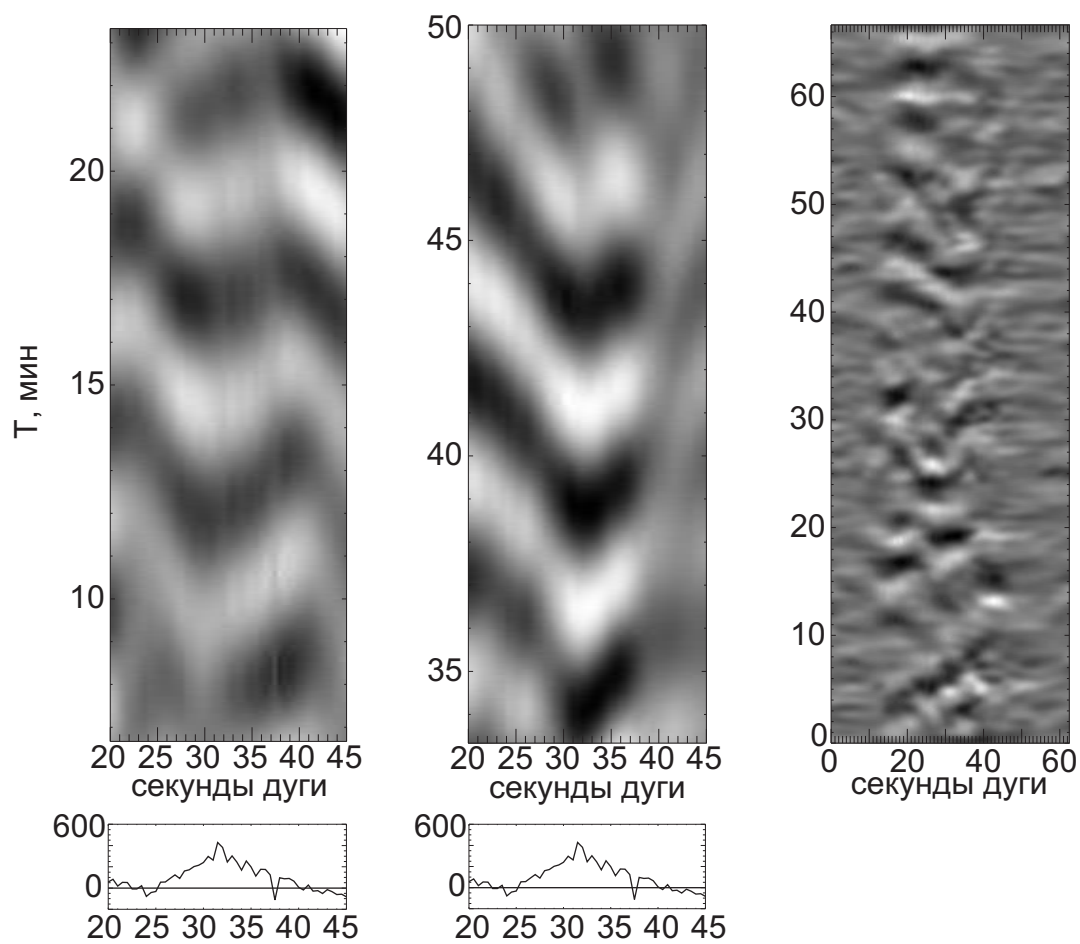


Рис. 7. Пример распространяющихся колебаний. Слева участок серии на уровне фотосферы, посередине участок изображенной справа серии на уровне хромосферы. Фильтрация пятиминутной моды сделана при помощи вейвлет-преобразования.

Свойства колебательных и квазистационарных движений в корональных дырах на фотосферно-хромосферных высотах

А. А. Скляр^{1,*} Н. И. Кобанов^{1,**}

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, 664033, а/я 291*

В работе представлены результаты изучения колебательных движений в корональных дырах на основе данных, полученных на горизонтальном солнечном телескопе Саянской солнечной обсерватории. Анализируемые наблюдательные данные представляют собой длительные временные серии с высокой каденцией, полученные одновременно в фотосферных и хромосферных линиях, а также на уровнях фотосферы и зоны температурного минимума (BaII 4554 Å). На границах хромосферной сетки наблюдается увеличение мощности колебаний лучевой скорости с периодами 15-20 минут, в то время как мощность характерных для хромосферы 3-х минутных колебаний уменьшается. Амплитуда колебаний скорости в фотосфере в среднем составляет 300-400 м/с, иногда увеличивается до 600-700 м/с. Разница между колебаниями лучевой скорости в сетке и на границах сетки на фотосферном уровне не прослеживается.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение колебательных процессов в корональных дырах является одной из актуальных задач физики солнца, т.к. может помочь объяснить принципы нагрева короны. Физические условия в корональных дырах имеют много различий с условиями, наблюдаемыми в спокойной короне (более низкая температура и плотность, а также отличия в конфигурации магнитного поля)[7]. Естественно предполагать, что какие-то различия должны обнаруживаться уже на хромосферном и фотосферном уровнях. По установившемуся мнению корональные дыры (КД) связывают с суще-

* Electronic address: alexsklyar@rambler.ru

** Electronic address: kobanov@iszf.irk.ru

ствованием открытых магнитных конфигураций в солнечной атмосфере. Считается, что в основном солнечный ветер „дует“ из этих образований. Наблюдения показали, что низкоскоростная компонента солнечного ветра образуется в центральных областях КД, а высокоскоростная в участках расположенных вдоль границы КД [6]. Интенсивно исследовалась структура фотосферного магнитного поля в КД [1, 2]. По мнению некоторых исследователей, КД являются вполне надежным индикатором крупномасштабных магнитных полей Солнца и динамика КД отражает поведение этих полей на корональном уровне [1]. Много работ посвящено изучению физических условий в КД в контексте их отличий от окружающей среды. Естественно предполагать, что какие-то различия должны обнаруживаться уже на хромосферном и фотосферном уровнях. Характеристики солнечных осцилляций довольно чувствительны к вариациям физических условий. Последние могут определять не только частоту, длину волны и скорость распространения, но и сам тип возбуждаемых колебаний. Можно надеяться, что изучая колебания внутри КД и сопоставляя их с данными по окружающей атмосфере, удастся лучше понять роль, которую играют КД в процессе переноса и обмена энергией.

2. ИНСТРУМЕНТ И МЕТОД

Наблюдения были проведены на горизонтальном солнечном телескопе Саянской солнечной обсерватории, оборудованном фотоэлектрической следящей системой, обеспечивающей сканирование и гидирование изображения с точностью до 1 угловой секунды. Данный телескоп позволяет получать временные серии и сканы с пространственным разрешением около 1 угловой секунды. Нами использовалась ПЗС матрица (Princeton Instruments RTE/CCD 256H (размер матрицы 256×1024 , размер пикселя 24 мкм)). Матрица снабжена термоэлектрической системой охлаждения и контроллером, обеспечивающим автоматическое поддержание температуры (от + 30 до - 45 °C). Управление процессом наблюдения и регистрации информации, снимаемой с матрицы, производилось фирменным пакетом программ WinSpec32. Наблюдения проводились безмодуляционным методом [3, 4] одновременно в нескольких спектральных линиях, образующихся на двух уровнях высот соответствующих фотосфере и хромосфере или фотосфере и зоне температурного минимума. Мы использовали следующие

спектральные линии: $\text{H}\alpha$ 6562.8 Å, FeI 6569.2 Å, CaII 8542 Å, BaII 4554 Å.

В работе использованы данные 16 временных серий корональных дыр с различным положением на диске (как вблизи экватора, так и на полюсах). Краткая характеристика этих данных приведена в Таблице 1. Каждая временная серия представляет собой последовательность кадров одинаковой экспозиции полученных через равные интервалы времени (от 1 до 10 секунд). Продолжительность временных серий составляет от 40 до 125 минут. Размер наблюдаемой области определяется шириной входной щели и высотой матрицы вдоль щели и составляет примерно $1.5'' \times 60''$. Поскольку из-за влияния атмосферы пространственное разрешение на часовых интервалах редко превышает $1''$, то избыточное пространственное разрешение матрицы (на $60''$ приходится 256 пикселей) устранялось путем усреднения по 4-м соседним пикселям, так что конечное пространственное разрешение вдоль щели не превышало $1''$. Также, специальная управляющая программа позволяла регистрировать не весь спектр, охватываемый светоприемной поверхностью матрицы, а лишь нужные его участки. Это позволило значительно сократить размер исходных данных и увеличить скорость их первоначальной обработки.

Положение корональных дыр определялось по снимкам SOHO в ультрафиолете (рис. 1), дополнительно использовались данные SOLIS (Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun) и данные по областям с открытой конфигурацией магнитного поля, методика определения которых была разработана сотрудником ИСЗФ Руденко Г.В.. В редуцированной обработке данных по пространственно-временному распределению лучевых скоростей использовались вейвлет-анализ и язык IDL. По мнению авторов, вейвлет-анализ является наиболее подходящим средством для работы с колебаниями, имеющими цуговый характер. Именно таковыми и являются большинство наблюдаемых в КД осцилляций скорости и яркости. По сравнению с другими спектральными методами вейвлет-анализ удобен для исследования динамики спектров осцилляций.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Кроме характерных для фотосферы и хромосферы 5- и 3-минутных колебаний, были обнаружены пики в спектре мощности в районе 10, 12-15 и 20-25 минут. Причем четко прослеживается связь пространственной локализации периодов 12-20 минут с границей хромосферной сетки. За хромосферную сетку мы принимаем участки пониженной (на 5-10%) интенсивности в хромосфере. Мощность этих колебаний на границе хромосферной сетки значительно возрастает, в то время как мощность характерных для хромосферы 3-минутных колебаний существенно уменьшается, это хорошо заметно на спектрах мощности (рис. 2). На диаграммах спектров мощности светлые участки соответствуют более низкой мощности, темные – высокой.

Положительная скорость на всех диаграммах соответствует направлению к наблюдателю, отрицательная – от наблюдателя. На полутоновых диаграммах положительная скорость отображается светлыми участками, отрицательная – темными.

Измеренные значения вариаций лучевой скорости в фотосфере составляют в среднем 300-400 м/с иногда увеличиваясь до 600-800 м/с, для хромосферы 1-2 и 3-4 км/с соответственно. Отсюда следует, что амплитуда 5-мин колебаний в корональных дырах не уменьшается, это подтверждает ранее полученные нами результаты [5]. На рис. 3 представлены графики лучевых скоростей для хромосферы и фотосферы.

С помощью вейвлет-анализа у нас появилась возможность идентифицировать локализацию отдельных мод колебаний, как по пространству, так и во времени. На рис. 4 представлены полутоновые диаграммы лучевой скорости на которых с помощью вейвлет-анализа выделены периоды 3, 5 и 15 минут для временной серии №11. Для периодов 3 и 5 минут (рис. 4(а, б)) хорошо видно распределение во времени отдельных мод колебаний. На рисунке 4(в) легко заметить, что период 15 минут локализован на границах областей потемнения, которые мы считаем границами хромосферной сетки. Это поведение длиннопериодических (12-20 минут) осцилляций характерно почти для всех наблюдений в хромосфере, где захватывается граница хромосферной сетки.

Также в некоторых случаях отмечаются направленные вниз квазистационарные течения на уровне фотосферы, причем эти течения совпадают с границей хромосферной сетки. Скорость этих течений составляет 200-500 м/с. На рис. 5 представлен пример таких течений для временной серии №15.

4. ВЫВОДЫ

В основании корональной дыры на фотосферном уровне амплитуда осцилляций не только не уменьшается, но в отдельных случаях увеличивается. В хромосфере четко фиксируется локализация низкочастотных колебаний (12-20 мин) на границе хромосферной сетки, при этом в фотосфере под хромосферной сеткой отмечаются квазистационарные нисходящие течения с амплитудой до 500 м/с.

-
1. *Обридко и др.* // Solar Physics v.124, pp.73-80, 1989
 2. *Meunier N.* // A&A v.443, pp.309-317, 2005
 3. *Кобанов Н.И.* // ПТЭ, №4, p.110, 2001.
 4. *Кобанов Н.И., Макаrchик Д.В.* // ПТЭ, №4, p.116, 2001.
 5. *Kobanov N.I., Makarchik D.V., Sklyar A.A.* // Solar Physics, v. 217, pp. 53-67, 2003
 6. *Robbins S., Henney, C. J., Harvey, J. W.* // Solar Physics, v. 233, pp. 265-276, 2006
 7. *Wilhelm K.* // A&A, v.455, pp.697-708, 2006

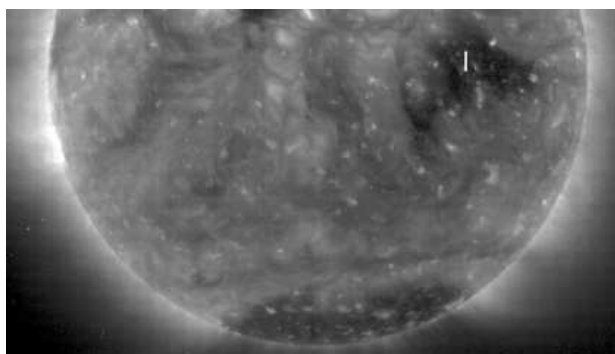
PROPERTIES OF OSCILLATORY QUASI-STATIONARY MOTIONS IN CORONAL HOLES AT PHOTOSPHERE-CHROMOSPHERE ALTITUDE

A.A. Sklyar, N.I. Kobanov

We present the results of investigations of oscillation motions in coronal holes. The observations were carried out on the Horizontal Solar Telescope at the Sayan Solar Observatory. Observation data represent long time series with high cadence, which were received simultaneously either at photosphere and chromosphere or at photosphere and the temperature minimum region (Ba II 4554 Å). There is increase of oscillation power of line-of-sight velocity with periods of 15-20 minutes on the boundaries of chromospheric network, whereas 3 minute chromospheric oscillation power decreases. Average amplitude of velocity oscillation is 300-400 m/s, sometimes it rises up to 600-700 m/s. We don't found differences between photospheric oscillations of LOS velocity in network and internetwork.

Таблица 1. Краткие характеристики наблюдательных данных.

№	Положение на диске	Дата и время(UT)	Спектральные линии, Å	Фотосфера (Периоды, мин)	Хромосфера (Периоды, мин)
1	0°S 20°W	16.05.03 03:19-04:51	H α , Fe I 6569	5, 19	3, 5, 9-20
2	5°S 30°W	17.05.03 08:55-09:55	H α , Fe I 6569	5	3, 5, 12, 16, 25
3	40°S 0°W	01.07.03 08:02-09:27	H α , Fe I 6569	5, 19, 22	3, 5, 14-23
4	25°S 27°W	22.05.04 03:22-04:21	Ba II 4554, Fe I 4551.6	7, 9, 14, 19	
5	25°S 27°W	22.05.04 04:25-05:24	Ba II 4554, Fe I 4551.6	3, 6, 15, 20	
6	5°S 13°W	28.06.04 02:05-04:12	H α , Fe I 6569	5, 20	3, 5, 9-16, 25
7	80°N 0°W	15.07.05 09:37-10:20	H α , Fe I 6569	5, 10	3, 11
8	0°S 5°W	18.07.05 09:37-10:20	Ba II 4554	5, 11	
9	0°S 18°W	19.07.05 03:56-05:00	Fe I 5576, Ca I 5582	5, 12	
10	0°S 18°W	19.07.05 05:20-06:05	Ba II 4554	5, 13	
11	48°N 5°E	04.08.05 04:47-06:17	H α , Fe I 6569	5, 25	3, 5, 15
12	32°S 4°W	04.08.05 06:26-07:09	H α , Fe I 6569	55, 10, 22	3, 5, 15
13	4°N 47°E	11.08.05 02:54-03:51	Ca II 8542		3, 5, 15, 25
14	60°N 1°E	11.08.05 04:20-05:00	Ca II 8542		3, 5, 14
15	0°N 36°W	17.08.05 05:20-06:43	Ba II 4554, Fe I 4551.6	5, 11	
16	0°N 37°W	17.08.05 06:58-08:38	Ca II 8542	5, 20	5, 11, 20

**Рис. 1.** Пример расположения щели спектрографа для временной серии №15.

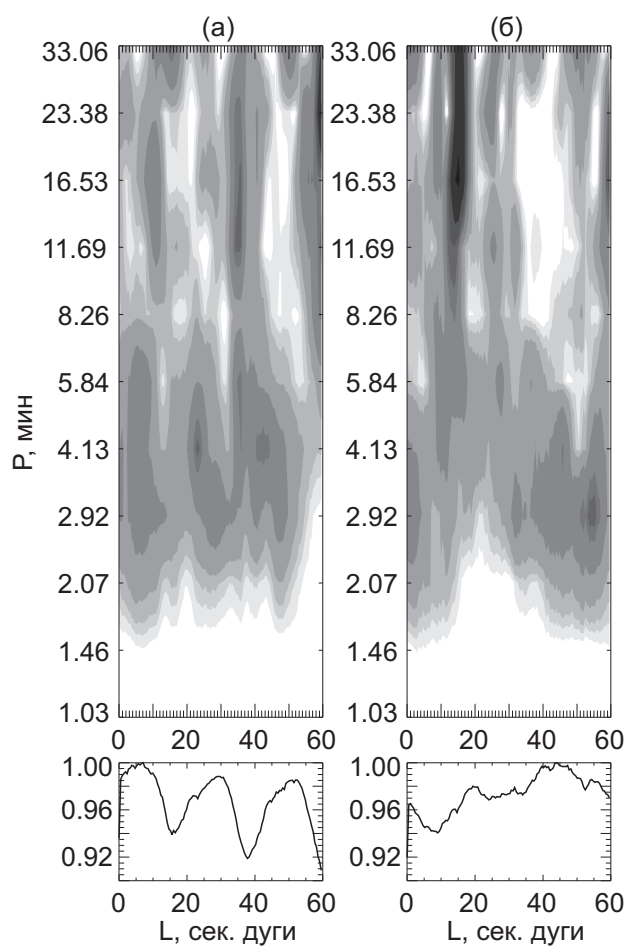


Рис. 2. Примеры изменения спектра мощности в хромосферной сетке для линии $H\alpha$ 6562.8Å: (а) - для временной серии №11; (б) - для временной серии №12. Внизу приведены усредненные по времени распределения яркости вдоль щели спектрографа в условных единицах.

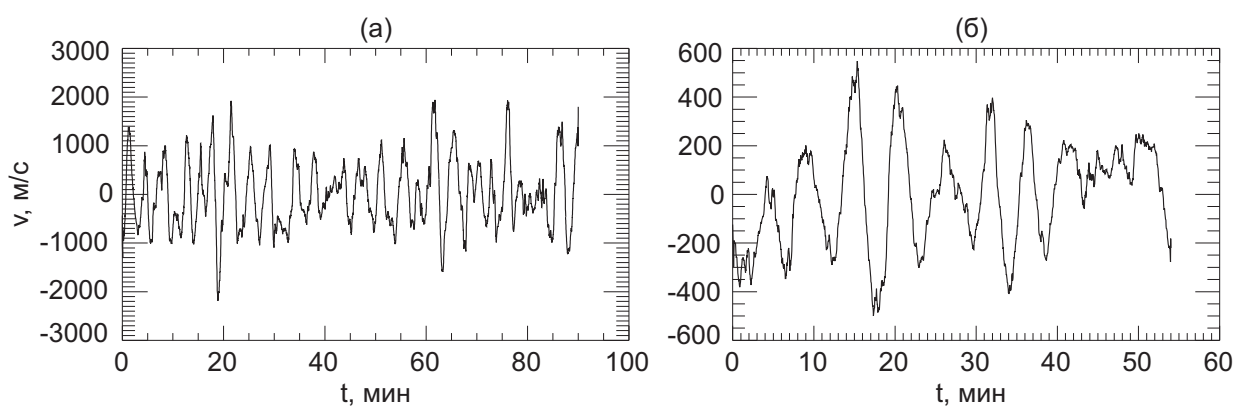


Рис. 3. Временные серии, иллюстрирующие поведение лучевой скорости в КД: (а) - хромосфера, линия $H\alpha$ 6562.8Å, временная серия №11; (б) - фотосфера, линия Fe I 6569.2Å, временная серия №1

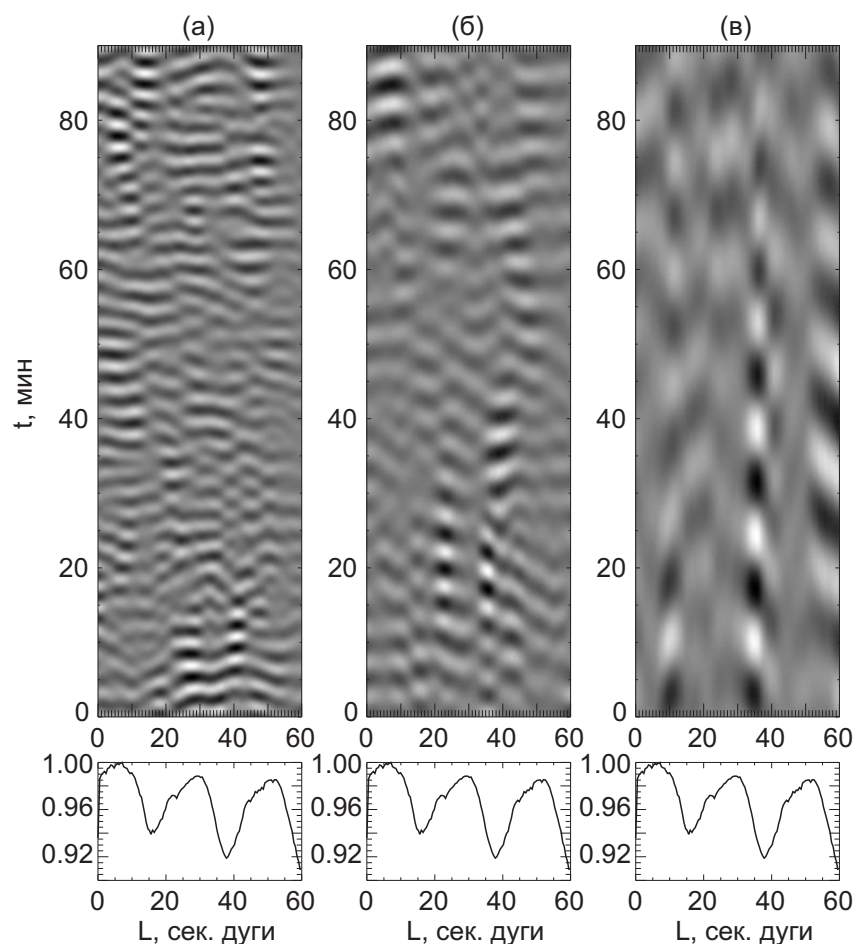


Рис. 4. Выделенные периоды в линии $H\alpha$ 6562.8Å для временной серии №11: (а) - 3-х минутный период; (б) - 5-ти минутный период; (в) - 15-ти минутный период. Внизу приведены усредненные по времени вдоль щели распределения яркости в условных единицах

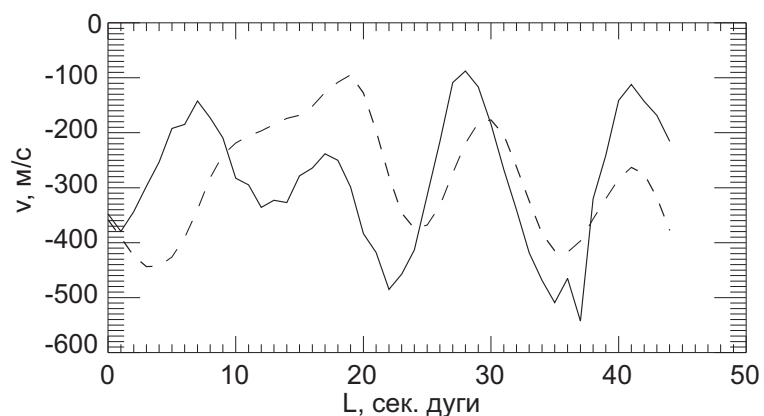


Рис. 5. Пример соответствия потемнений в хромосфере с нисходящими течениями в фотосфере. Сплошная линия – скорость в фотосфере (линия Fe I 6569.2Å) пунктирная – интенсивность в линии $H\alpha$ 6562.8Å, для удобства выраженной в условных единицах.

22-летние вариации вращения Солнца и циклы солнечной активности

А.Г. Тлатов¹

¹*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

Выполнен сравнительный анализ долговременных вариаций вращения по результатам обработки данных крупномасштабных магнитных полей в линии H_{α} , магнитографических наблюдений и данных спектральной короны. Из обработки наблюдательных данных за период более 100 лет обнаружены 22-летние вариации скорости вращения Солнца. Замедление скорости вращения на низких широтах приходится на эпоху близкую к максимуму нечетных циклов активности. Волны отклонения скорости вращения дрейфуют от высоких широт к экватору за время сравнимое с длительностью магнитного цикла. Обсуждается возможность генерации солнечного магнитного цикла взаимодействием 22-летних крутильных колебаний с медленно меняющимся или реликтовым магнитным полем.

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение вариаций вращения на временах больших длительности магнитного цикла Солнца дает важную информацию о механизме генерации солнечной активности. Долгое время основным источником данных, по которым проводился анализ долговременных вариаций вращения, являлись данные о координатах солнечных пятен. Исследования, проведенные по данным солнечных пятен показали, что коэффициенты a и b в формуле Фая для 11-летних циклов N 12-17 (1874-1944) различаются для четных и нечетных циклов: в четных циклах $\omega = 14,364 - 2,60\sin^2\theta$; в нечетных циклах $\omega = 14,375 - 2,82\sin^2\theta$ [10]. Был найден 22-летний цикл колебаний северо-южной асимметрии вращения Солнца: в четных циклах $a_N > a_S$ и $b_N > b_S$, а в нечетных $a_N < a_S$ и $b_N < b_S$ [3]. Правда, после 1944 года эти закономерности оказались нарушены. В работе [5] в период 1879-1975 гг. выделены 22-летние изменения коэффициента b в формуле разложения скорости, дифференциальной по широте.

Существуют и другие наборы наблюдательных данных, по которым можно исследовать вращение на больших интервалах времени. Так, по данным распределения круп-

номасштабных магнитных полей была обнаружена 22-летняя модуляция скорости вращения в средне широтной и экваториальной области Солнца в период 1890-1995 гг., при этом в четных циклах вращение было ускорено, а в нечетных циклах замедлено [18]. Анализ интенсивности спектральной короны в линии 5303\AA позволил выявить 22-летние вариации вращения на высоких широтах [17]. Оказалось, что вариации вращения на высоких широтах также испытывают 22-летнюю модуляцию, но находятся в противофазе с вращением низкоширотных областей. 22-летняя периодичность была также обнаружена по данным вращения атмосферы солнца, наблюдаемой в линии CaII-K [15].

В данной работе проведено сравнение долговременных вариации вращения, полученных по различным видам наблюдательных данных, таких как распределения крупномасштабных магнитных полей, наблюдения спектральной короны, а также выполнено сопоставление с последними результатами гелиосейсмологических исследований.

2. АНАЛИЗ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ ДАННЫХ

2.1. 22-летние вариации вращения по данным крупномасштабного магнитного поля по синоптическим H-альфа картам

Одним из наиболее длительных рядов, несущим информацию о топологии крупномасштабного магнитного поля является ряд синоптических H-альфа карт, охватывающий в период с 1887 года по настоящее время. Использование длительных рядов данных дает возможность выделять долгоживущие моды. Для этого можно использовать скользящие "окна" выборки достаточно больших размеров. Использование окон выборки порядка 1-2 года позволяет эффективно выделить 11-летние вариации вращения. Для выделения 22-летних вариаций вращения необходимо использовать окна большего размера от 5 до 11-ти лет.

На синоптических H-альфа картах представлена информация о линии смены знака магнитного поля. Для определения зависимости скорости вращения от времени формировались ряды смены знака полярности крупномасштабного магнитного поля с шагом 10 градусов по гелиографической долготе и 5 градусов по широте. В дальнейшем эти ряды использовались для спектрального анализа.

Скорость вращения солнечной атмосферы зависит как от широты, так и от времени. На рис. 1 (верхняя панель) представлено поведение скорости вращения от времени для экваториальной широтной зоны $\pm 10^\circ$ и для широтной области $40^\circ - 50^\circ$. Значения периодов вращения северного и южного полушарий для среднеширотной зоны были усреднены. Ширина спектрального окна для определения периодов составляла 6100 значений или около 12 лет. В этом случае выделяются флуктуации скорости вращения длительностью 20-22 года. Следует отметить, что экваториальная и среднеширотная зоны имеют разнонаправленные долговременные тренды. Так, скорость вращения низкоширотной зоны возрастает, а скорость вращения среднеширотной зоны уменьшается. На нижней панели рис. 1 для сравнения представлено поведение активности Солнца по числам Вольфа. Заметим, что после 1960 г. вариации на низких и высоких широтах происходят в противофазе.

Для выделения 22-летних колебаний необходимо вычесть долговременные тренды изменения скорости для каждого широтного интервала. На рис. 2 (верхняя панель) представлено поведение скорости вращения от времени для экваториальной широтной зоны $\pm 5^\circ$ градусов по данным H_α - синоптических карт. Ширина спектрального окна для определения периодов здесь составляла 4.5 года. Помимо этого был вычтен долговременный тренд. Выделяются флуктуации скорости вращения длительностью 20-22 года. На нижней панели рис. 2 представлено для сравнения поведение активности по числам Вольфа. Можно заметить, что минимальная скорость вращения приходится на нечетные циклы активности, а максимальная скорость на четные циклы. Амплитуды отклонения скорости вращения от средних значений зависит от мощности цикла солнечных пятен, и максимальна была в эпоху 18-19-го циклов активности [16].

Амплитуды отклонения скорости вращения от средних значений зависит от мощности цикла солнечных пятен, и максимальна была в эпоху 18-19-го циклов активности. Регрессионные зависимости между отклонением скорости вращения от средних значений и амплитудой цикла активности солнечных пятен показывают, что существует корреляционная связь между вращением и уровнем активности Солнца (Рис. 3).

Представленные результаты показывают, что в четных и нечетных циклах отклонение скорости вращения происходит разнонаправлено, что трудно объяснить крутильными колебаниями, имеющими 11-летнюю периодичность, и являющимися, вероятно, реакцией скорости вращения солнечной атмосферы на всплывающие магнитные поля

солнечных пятен.

Для изучения дрейфов были реконструированы широтно-временные диаграммы отклонения скорости вращения, полученные при достаточно больших спектральных окнах. На рис. 4 представлена широтно-временная диаграмма, отклонения скорости вращения, полученная для ширины спектрального окна ~ 8 лет после устранения долговременных трендов. Можно отметить, что 22-х летние колебания в приэкваториальной зоне, вероятно, являются следствием организации вращения на всех широтах. На рис. 4 выделяются дрейфы отклонения скорости вращения продолжительностью до 20 лет и более. Это приводит к возникновению картины, когда отклонения скорости вращения на низких и высоких широтах находится в противофазе.

2.2. 22-летние вариации вращения по данным наблюдений короны

Внезатменные наблюдения солнечной короны на коронографах позволяют реконструировать ряд интенсивности короны в линии 5303\AA с 1939 года. Для этого ряды нескольких обсерваторий были сведены к системе наблюдений Кисловодской станции [17]. Полученные ряды сводной короны позволяют провести анализ вращения на различных широтах Солнца с шагом 5 градусов. Также как и для анализа ряда H-альфа карт изменение размера скользящего окна выборки для спектрального анализа позволяет выделять вариации скорости вращения, связанные с 11-летними крутильными волнами и модуляции скорости вращения с большими периодами. На рис. 5 представлены отклонения скорости вращения по данным спектральной короны в линии 5303\AA для приэкваториальной и высокоширотных зон в период 1940-2003 гг. В области низких широт минимальная скорость вращения приходилась на эпохи 1940, 1960, 1980, 2000 гг., т.е. вблизи максимумов нечетных циклов активности.

Высокоширотные области вращались в противофазе с вращением низких широт. Таким образом, анализ вращения солнечной атмосферы по данным вращения крупномасштабных магнитных полей и спектральной короны дает близкие результаты, говорящие о существовании 22-летней моды вращения. Замедление скорости вращения на низких широтах приходится на эпоху близкую к максимуму нечетных циклов активности. Вариации вращения на высоких широтах находятся в противофазе.

2.3. Вариации вращения крупномасштабных магнитных полей по данным анализа наблюдений магнитографа WSO

Магнитографические наблюдения солнечной обсерватории Вилкоккс ведутся с 1975 года. Синоптические карты данных магнитных полей позволяют восстановить напряженность магнитных полей в диапазоне широт $\pm 70^\circ$ и с шагом по долготе 5 градусов. Для анализа вариаций вращения на синоптических картах магнитных полей бралась только полярность магнитного поля. Это процедура позволила уменьшить влияние активных образований и повысить роль крупномасштабных магнитных полей. Для выделения долговременных вариаций использовались скользящие окна шириной 8-10 лет. На рис. 7 представлена широтно-временная диаграмма распределения синодической скорости вращения. Для выделения крутильных волн необходимо провести вычитание средней скорости в каждом широтном интервале. На рис. 8 представлено распределение отклонений скорости вращения. В экваториальной зоне медленное вращение наблюдается в эпохи близкие к 2000 и 1980 годам, т.е. в нечетные циклы активности. Быстрое вращение, напротив наблюдается в 22-м цикле активности. Также хорошо заметны волны дрейфа отклонений скорости вращения от высоких широт к низким широтам. В целом, картина распределения скорости вращения не противоречит данным, полученным по синоптическим H-альфа картам и данным интенсивности солнечной короны и может быть связана с наличием 22-летних крутильных волн.

3. МОДЕЛЬ ВОЗБУЖДЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ 22-ЛЕТНИМИ КРУТИЛЬНЫМИ КОЛЕБАНИЯ

3.1. Возбуждение крутильных колебаний под конвективной зоной

11-летние крутильные колебания хорошо установленный наблюдательный факт [8]. В последнее время их свойства эффективно исследуются при помощи гелиосейсмологии. В настоящее время по этим данным удалось воссоздать картину крутильных колебаний в конвективной зоне на глубинах до $\sim 0.75R$ начиная с 1996 года. Согласно этим результатам 11-летняя модуляция скорости вращения отчетливо присутствует в верхних слоях конвективной зоны. В тоже время на глубинах ниже $\sim 0.75 \cdot R$ 11-летняя модуляция не определяется. На рис. 9 представлены графики среднегодовых вариаций скорости

вращения на широте 15° на глубинах $r = 0.84 \cdot R$ и $r = 0.75 \cdot R$ полученные по данным наблюдений SOHO/MDI в период 1996-2004 годов [4]. В правой части представлена экстраполяция изменений скорости вращения. На глубине $r = 0.84 \cdot R$ модуляция скорости близка к 10 годам. Максимальная скорость вращения наблюдается в эпоху близкую к максимуму активности. В то же время на глубине $r = 0.75 \cdot R$ вариации скорости имеют модуляцию с периодом около 15-17 лет. Возможно на этих глубинах, близких к основанию конвективной зоны, в вариациях вращения проявляются несколько мод: 22-летняя, 11-летняя и возможно короткопериодная 1.3 года.

Вращение солнечной атмосферы зависит от широты и относительного радиуса. Считается, что под конвективной зоной Солнца характер вращения близок к твердотельному. Вместе с тем наблюдения показывают, что высокоширотные области на глубинах $0.6 \div 0.7 \cdot R$ могут вращаться быстрее низкоширотных областей (рис. 10) [7].

22-летние крутильные колебания солнечной атмосферы по данным крупномасштабных магнитных полей и солнечной короны могут отражать изменение скорости вращения на достаточно больших глубинах. Как правило, в динамо моделях вариации скорости вращения считаются не существенными либо считаются следствием волны генерации [6, 11]. 22-летние колебания вращения трудно объяснить следствием волны генерации, имеющей периодичность 11-лет. Вместе с тем, наблюдения гелиосейсмологии показывают, что на глубинах $\sim 0.7R$ магнитное поле может достигать величины до 300 кГс [1]. Магнитное поле может оказывать существенное влияние на возбуждение 22-х летних колебаний. Для этого можно сравнить энергию магнитного поля с энергией крутильных колебаний: $t = B^2 / \rho R^2 \Omega^2 \mu$ Для величины магнитного поля в основании конвективной зоны, $B \sim 100 - 300$ кГс этот безразмерный параметр близок к 1, что говорит о возможности перехода энергии крутильных колебаний в энергию магнитного поля и наоборот.

Критическую величину плоидального магнитного поля B_M , достаточную для возникновения колебаний на интервале времени близким к длительности солнечного цикла t_{11} можно найти приравнявая к времени прохождения альвеновской волны у основания конвективной зоны $t_A = R/v_A$: $B_M = (4\pi\rho)^{1/2}R/t_0$. Для плотности у основания конвективной зоны $\rho \sim 1\text{г/см}^3$, $t_o \sim 3.5 \cdot 10^8$ с, $R \sim 5 \cdot 10^{10}$ см, получим величину поля $B_M \sim 500$ Гс. Считается, что при больших величинах магнитного поля следует учитывать возникающие колебания и силу Лоренца [12]. Существует несколько ви-

дов неустойчивости магнитного поля во вращающейся атмосфере Солнца. Они могут быть вызваны сдвиговыми возмущениями при определенных параметрах магнитной и кинематической диффузии. В работе [12] рассмотрены Тейлеровские неустойчивости, возникающие в стратифицированной атмосфере Солнца при наличии азимутального магнитного поля B_ϕ . Такая неустойчивость возникает, в случае если альвеновская частота удовлетворяет соотношению: $\omega_A = B/(\varpi(4\pi\rho)^{1/2})$, $\omega_A > \Omega(N/\Omega)^{1/2}(\frac{\eta}{\gamma^2\Omega})^{1/4}$. Здесь N - частота плавучести, η -коэффициент магнитной диффузии. Для Солнца $r \sim 5 \cdot 10^{10}$ см, $N \sim 10^{-3}$, $\eta \sim 2 \cdot 10^3$, $\Omega \sim 3 \cdot 10^6$. Тогда минимальное магнитное поле необходимое для возникновения неустойчивости $B = \omega_A r (4\pi\rho)^{1/2}$ должно быть порядка 1000 Гс. Приведенные оценки показывают возможность возбуждения колебаний под конвективной зоной Солнца при магнитных полях выше $\sim 1 - 10$ кГс. Заметим, что возникающие Тейлеровские неустойчивости распространяются от полюсов Солнца к низким широтам [12], что соответствует результатам наблюдений (Рис.4,8).

3.2. Генерация знакопеременного тороидального магнитного поля

Обнаружение 22-летних крутильных колебаний солнечной атмосферы может привлечь новые механизмы в моделях солнечной цикличности. Мы можем предположить, что генерация знакопеременного тороидального магнитного поля происходит вследствие взаимодействия 22-летних колебаний с реликтовым магнитным полем в достаточно тонком сферически симметричном слое у дна конвективной зоны Солнца на глубинах $0.6 \div 0.7 \cdot R$. При этом на этих глубинах в нечетных циклах активности экватор вращается медленнее полюса, а в четных цикла активности наоборот (см. Рис. 11) [14].

В пренебрежении магнитной диффузии эволюция магнитного поля B описывается уравнением индукции и зависит от поля скорости: $\partial B/\partial t = \Delta \times (u \times B)$, $v_\phi = r\Omega(r, \theta)$. Если считать, что полоидальное магнитное поле $B_p = (B_r, B_\theta, 0)$ не изменяется во времени, а азимутальная компонента появляется из-за сдвига то изменение компонент магнитного поля можно записать при помощи уравнений: $\partial B_r/\partial t = \partial B_\theta/\partial t = 0$; $\partial B_\phi/\partial t = r \sin(\theta) B_p \nabla \Omega$. Из последнего уравнения видно, что при положительных градиентах дифференциального вращения генерируется положительное азимутальное магнитное поле B , а при отрицательных - поле обратного знака. Согласно предлагаемой схеме возбуждения активности, в работе [14] было проведено моделирование тополо-

гии распределений поверхностных магнитных полей для 22-летних крутильных волн, распространяющихся от высоких широт к экватору.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Дифференциальное вращение имеет ключевое значение в генерации солнечного магнитного цикла. Существование 22-летних вариаций вращения, как на низких, так и на высоких широтах солнечной атмосферы трудно объяснить 11-летней активностью солнечных пятен. Длительное время предполагалось, что генерация магнитного поля происходит во всей конвективной зоне Солнца. Современные данные гелиосейсмологии позволили выделить область у дна конвективной зоны Солнца, где наблюдаются наибольшие градиенты угловой скорости и переход к квазитвердотельному характеру вращения. Наиболее вероятно, что генерация сильных магнитных полей происходит именно на этих глубинах. Для генерации 11-летних солнечных циклов активности в динамо теориях необходимо менять направление полоидальных полей в области генерации. В тоже время ω -эффект, способный объяснить формирование нового полоидального магнитного поля, относится к моменту всплытия силовых трубок к поверхности. Поэтому возникает сложная проблема транспортировки слабых магнитных полей к основанию конвективной зоны для создания замкнутой динамо теорий.

Предположение о реликтовом магнитном поле, позволяет решить проблему затраченного полоидального магнитного поля. В тоже время зависимость вращения от широты под конвективной зоной настолько значительно отличается от зависимости наблюдаемой у верхних слоев, что можно предположить осциллирующие вариации скорости вращения вблизи области квазитвердотельного характера вращения. В этом случае, взаимодействие реликтового магнитного поля с такими колебаниями неизбежно приведет к генерации знакопеременных тороидальных магнитных полей.

Заметим, что гипотеза существования реликтового магнитного поля, существующего с момента формирования Солнца как звезды, не является единственно возможной. В работе [13] предложен механизм переноса поверхностного магнитного поля к основанию конвективной зоны вследствие существования замкнутой меридиональной циркуляции. При этом у нижней границы меридионального потока у основания конвективной зоны полоидальные магнитные поля нескольких циклов могут перенакладываться. По-

сколько существует разность амплитуд между четными и нечетными циклами, может появляться остаточное, медленноменяющееся магнитное поле, служащее аналогом реликтовому полю.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ 06-02-16333 и программы "Программы Нестационарные процессы в астрономии".

-
1. H.M. Antia, S.M. Chitre, M.J. Thompson J. Astron. Astroph., **239**, 329 (2003).
 2. H.W. Babcock, Astrophys. J. ,**133**, 572 (1961).
 3. В.М. Чистяков, в кн. Магнитные поля и движения активных образований на Солнце Владивосток 89, (1982).
 4. R. Howe, J. Christensen-Dalsgaard, F. Hill, R. Komm, J. Schou, M.J. Thompson, Astrophys. J. ,**634**, 1405 (2005).
 5. J. Javaraiah J., Solar Phys. **213**, 23, 2003.
 6. L. L. Kitchatinov, V.V. Pipin, V.I. Makarov, A.G. Tlatov, Solar Physics, **189**, 227, (1999).
 7. A.G. Kosovichev, J. Schou, P.H. Scherrer, R.S. Bogart et al., in, "Sounding solar and stellar interiors Proceedings of the 181-st IAU symposium, p.203, (1998).
 8. B.J. LaBonte and R. Howard, Solar Phys., **75**, 161 (1982).
 9. R.B. Leighton, Astrophys. J. , **140**, 1547 (1964).
 10. H. Newton and M. Nunn, Ibid. **111**, 413 (1951).
 11. M. Schüssler, J. Astron. Astroph., **94**, L71, 1981.
 12. H.C. Spruit, J. Astron. Astroph., **349**, 189 (1999).
 13. А.Г. Тлатов, Астроном. журн., **74**, 447, (1997).
 14. А.Г. Тлатов, в сб.трудов. конф. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля С.Петербург, 379, (2001).
 15. А.Г. Тлатов, в сб. трудов конф. "Солнечная активность и космические лучи после смены знака магнитного поля Солнца С. Петербург, 511-516, (2002).

16. А.Г. Тлатов, в сб. конф. Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности ИЗМИРАН, 317-322, (2005).
17. А.Г. Тлатов, Астроном. журн. **83**, 368, (2006).
18. A.G. Tlatov and V.I. Makarov, in Large-scale Structures and their Role in Solar Activity ASP Conference Series, **346**, 415, (2004).

22-YEARS VARIATIONS OF ROTATION OF THE SUN AND SOLAR ACTIVITY CYCLES

A. G. Tlatov

The comparative analysis of long-term variations of rotation by results of data processing large-scale magnetic fields in H_α line, magnetographics observations and the corona observation in 5303\AA is executed. From analysis the observant data for the period more than 100 years are found out 22-years variations of solar rotation speed. Delay of rotation speed at low latitudes falls at an epoch close to a maximum of odd cycles of activity. Waves of a deviation of rotation speed drift from high latitudes to equator in time comparable with duration of a magnetic cycle. The possibility of generation of a solar magnetic cycle by interaction 22-years torsional fluctuations with slowly varying or relic magnetic field is discussed.

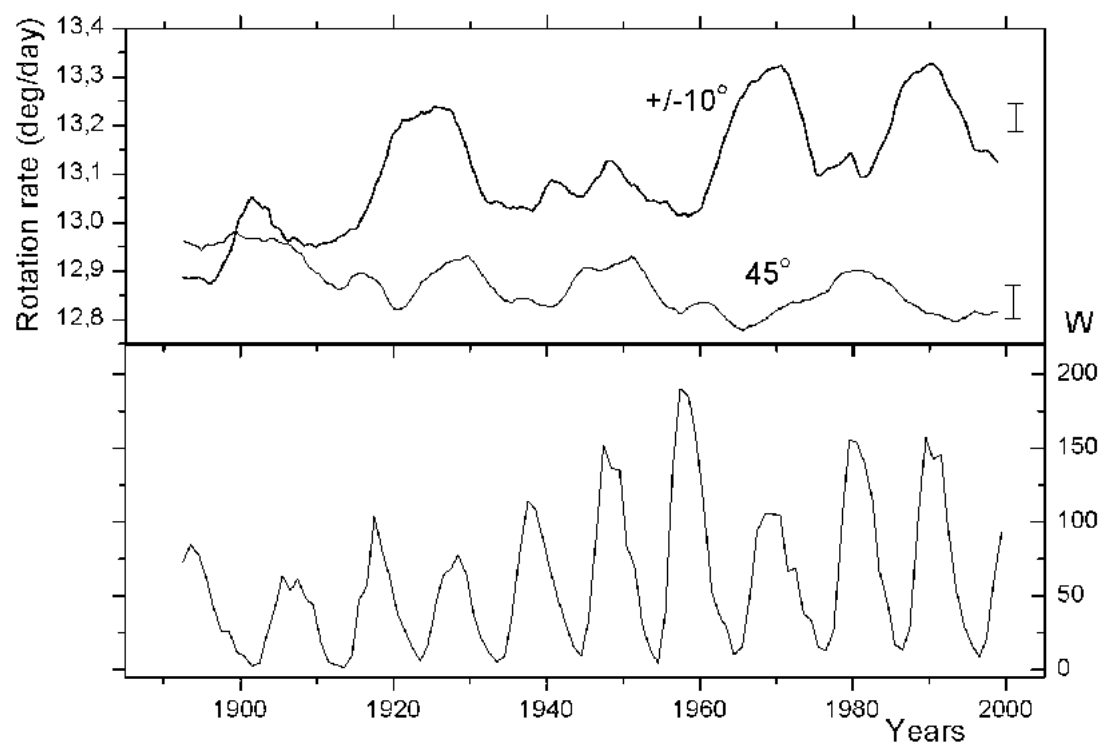


Рис. 1. Средняя скорость вращения на широтах $\pm 10^\circ$ и $40^\circ \div 50^\circ$ для северного и южного полушарий (верхняя панель). Размер "скользящего" окна выборки для спектрального анализа составил ~ 12 лет. Среднегодовые числа Вольфа (нижняя панель).

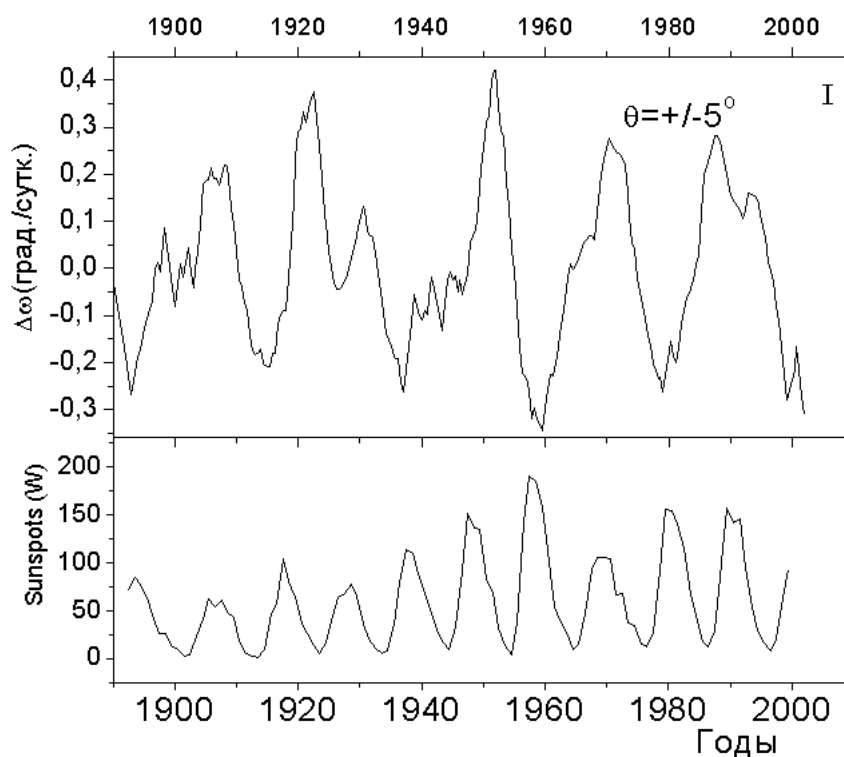


Рис. 2. Амплитуда отклонения скорости вращения приэкваториальной зоны по данным синоптических карт крупномасштабных магнитных полей, полученная при вычитании долговременных трендов (верхняя панель). Индекс активности среднегодовых чисел Вольфа (нижняя панель).

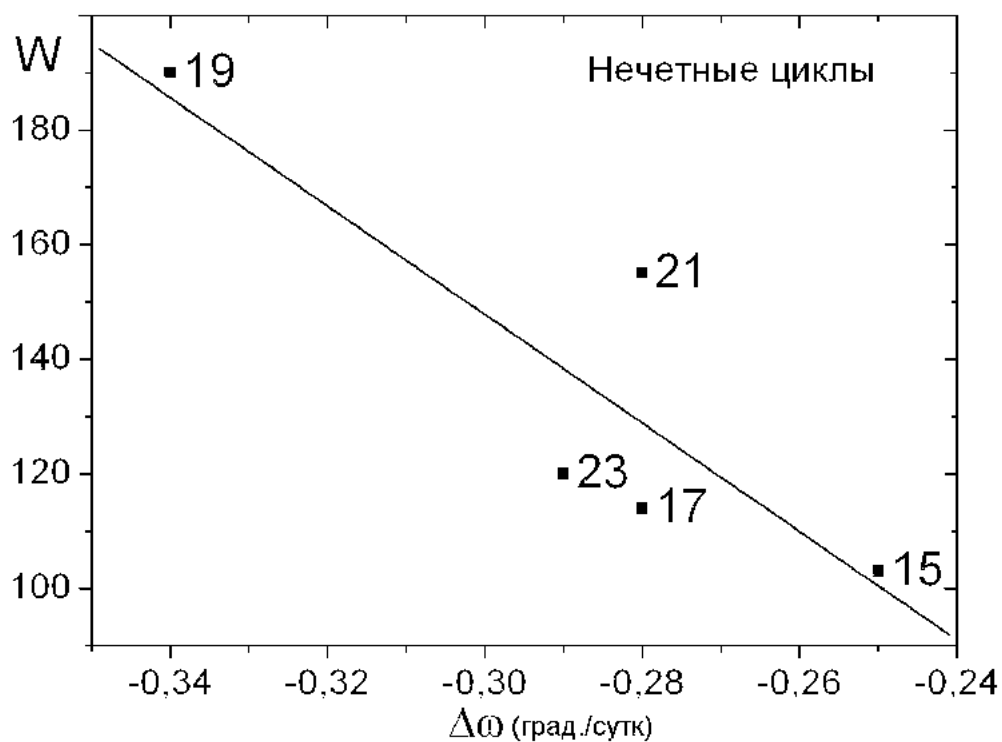


Рис. 3. Зависимость между отклонениями скорости вращения крупномасштабных магнитных полей и индексом чисел Вольфа для нечетных циклов.

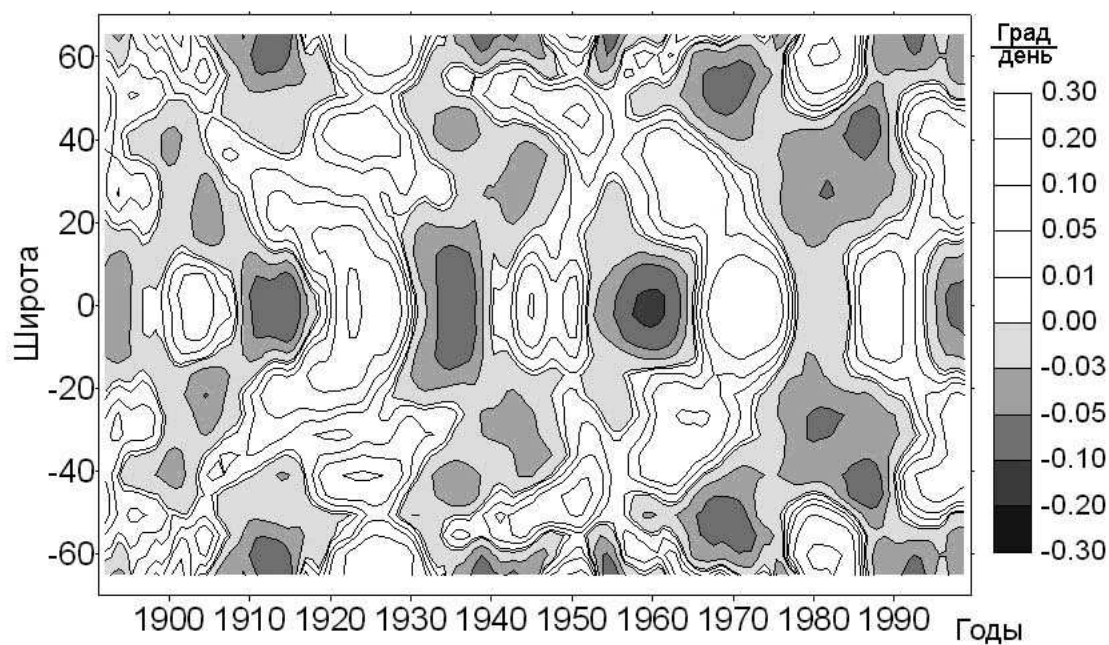


Рис. 4. Широтно-временная диаграмма отклонений скорости вращения по синоптическим Н-альфа картам. Долговременные тренды устранены.

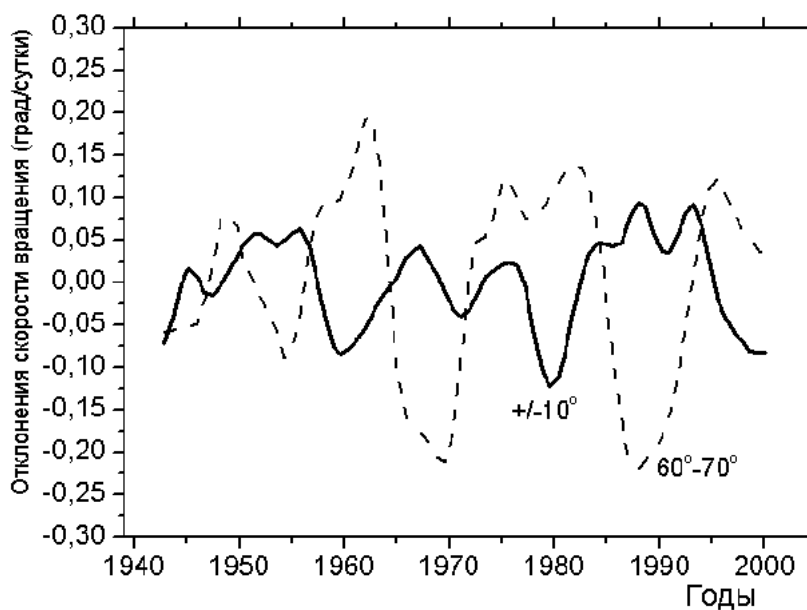


Рис. 5. Вариации вращения по данным спектральной короны в линии 5303\AA на высоких широтах (пунктир) и вблизи экватора (сплошная линия).

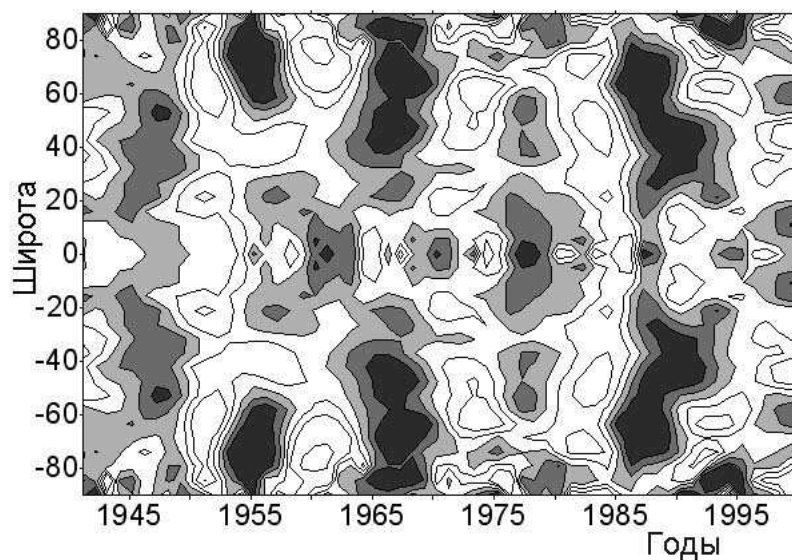


Рис. 6. Широтно-временная диаграмма отклонения скорости вращения от скользящего среднего. Расчет проводился в спектральных окнах шириной 8 лет. Линии уровня проведены через 0,5 град./сутки. Области медленного вращения затемнены.

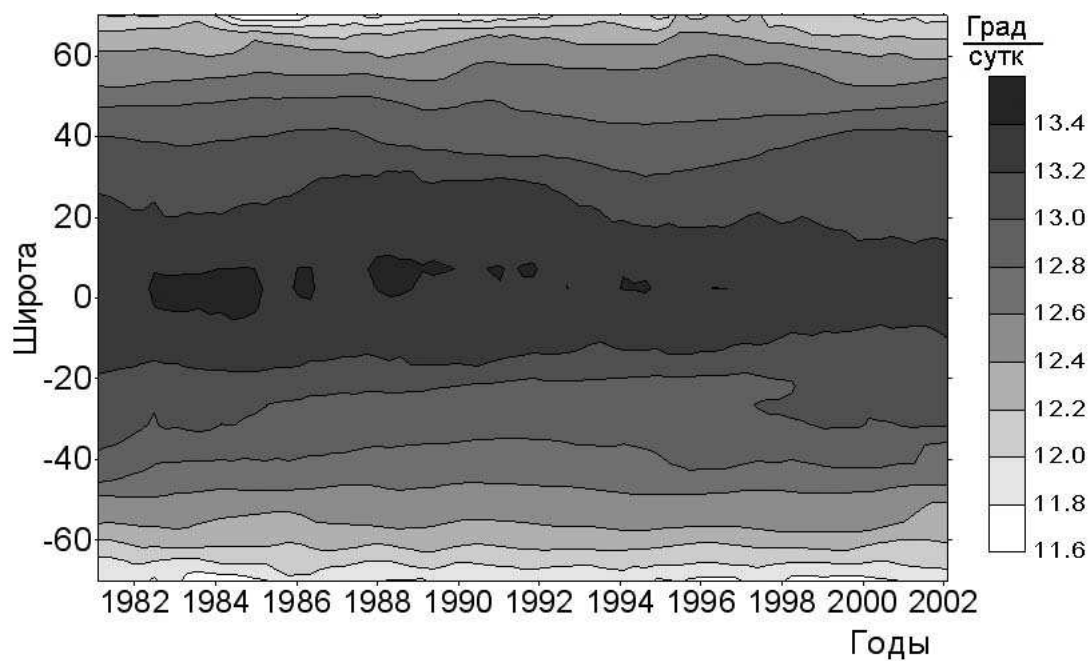


Рис. 7. Широтно-временная диаграмма распределения скорости вращения по данным распределения полярности магнитных полей магнитографа обсерватории WSO.

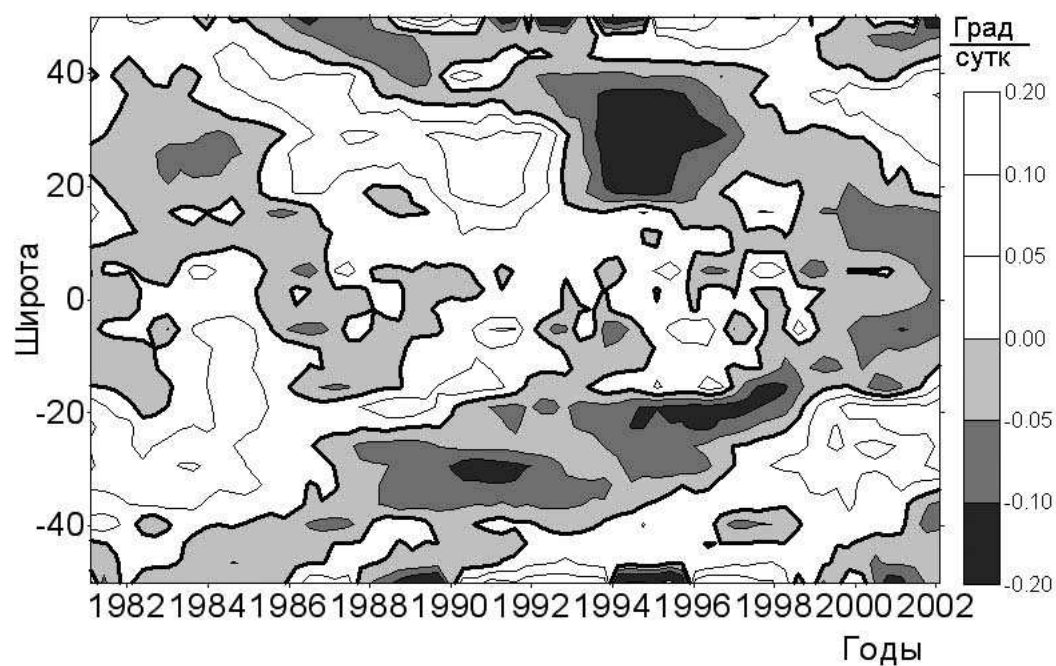


Рис. 8. Широтно-временная диаграмма отклонения скорости вращения от средних значений по данным распределения полярности магнитных полей магнитографа обсерватории WSO.

Расчет проводился в спектральных окнах шириной 8 лет. Области медленного вращения затемнены.

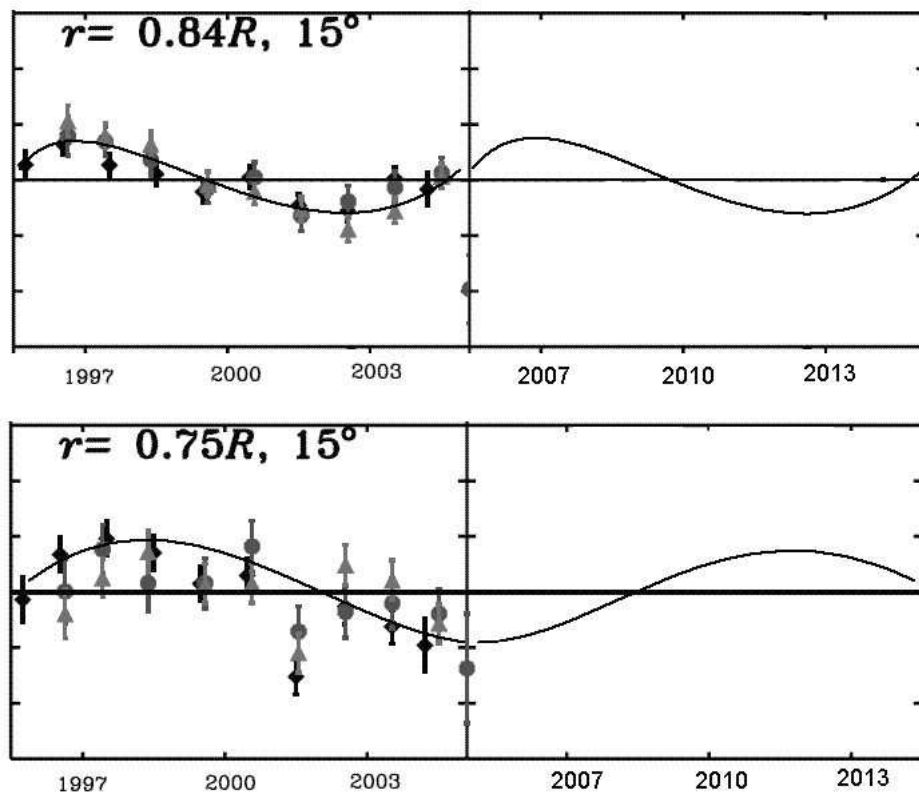


Рис. 9. Вариации среднегодовых значений скорости вращения на глубинах $r = 0.84 \cdot R$ и $r = 0.75 \cdot R$ согласно работе [4]. В правых частях графиков возможная экстраполяция.

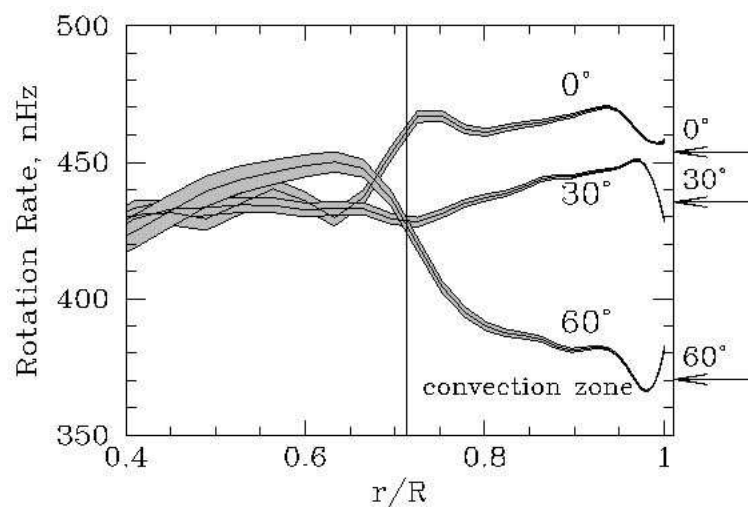


Рис. 10. Скорость дифференциального вращения с глубиной по данным наблюдения SOHO/MDI в 1996 году. (рисунок взят с Интернет сайта <http://soi.stanford.edu/results>).

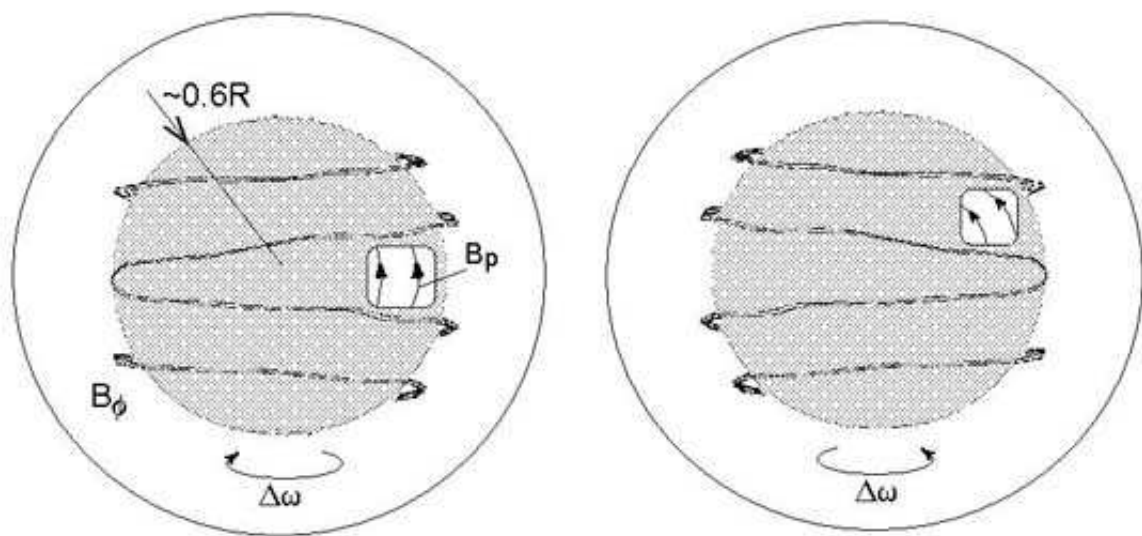


Рис. 11. Схема возбуждения знакопеременного тороидального магнитного поля 22-летними крутильными колебаниями под основанием конвективной зоны.

Секция 3

«Исследования солнечной короны»

Тонкая структура микроволнового излучения в наблюдениях с пространственным разрешением

А. Т. Алтынцев,^{1,*} В. В. Гречнев,^{1,**} Н. С. Мешалкина,^{1,***} Йихуа Йен^{2,****}

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

²*Национальные астрономические обсерватории Китая, Пекин, Китай*

Общепринято, что магнитное пересоединение играет ключевую роль в энерговыделении солнечных вспышек, однако до настоящего времени практически нет экспериментальных данных о параметрах плазмы непосредственно в токовых слоях, в которых идет нагрев плазмы и ускорение частиц. Из теории, численных и лабораторных экспериментов следует, что обязательной составляющей процесса формирования токовых слоев является рост плотности плазмы в них относительно фоновой плазмы. Уникальным методом, позволяющим получить информацию о динамике плазмы в области ускорения, может быть исследование особенностей импульсов когерентного излучения на частотах близких к плазменной или ее гармонике, известных как микроволновые всплески III типа. Анализ таких всплесков, зарегистрированных ССРТ в 2000–2004 г., показывает, что такие всплески генерируются импульсами нетепловых электронов с длительностью 30–220 мс. Наблюдения с пространственным разрешением на двух частотах одновременно, которые были проведены во время вспышки 30 марта 2001 г., позволили разделить пространственные и временные характеристики источников излучения. В докладе анализируются результаты наблюдений нескольких серий всплесков со скоростями дрейфа от -10 до 20 ГГц/с, зарегистрированных во время вспышки 30 марта 2001 г. Показано, что в скоростях дрейфа можно выделить составляющую с величиной 6 ГГц/с, которую можно связать с ростом плотности плазмы в источнике излучения. Анализ скоростей дрейфа и положений источников показывает, что большая часть всплесков генерируется электронами с большими питч-углами в локальных областях с размерами несколько тысяч км.

* Electronic address: altyntsev@iszf.irk.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Первые наблюдения динамических спектров радиоизлучения в см-диапазоне показали существование различных структур с узкой спектральной шириной, указывающей на когерентную природу их излучения. В микроволновом диапазоне (0.1–8.5 ГГц) первые измерения ширины спектров анализировались в работе [13]. Минимальная относительная ширина спектра 0.23% (на 7 ГГц) была зарегистрирована для коротких узкополосных всплесков. Всплески с быстрым частотным дрейфом впервые наблюдались в микроволновом диапазоне (4–8 ГГц) в работе [1]. В начальных стадиях солнечных вспышек подобные всплески часто наблюдаются в метровом и дециметровом диапазонах излучения [11]. Как правило, в метровом диапазоне наблюдаются всплески с дрейфом в сторону низких частот. Частота излучения соответствует локальной плазменной частоте или ее гармонике, а отрицательный частотный дрейф является откликом на движение пучка электронов со скоростью около $1/3$ скорости света от поверхности Солнца.

В дециметровом диапазоне наблюдаются всплески, как с положительным, так и отрицательным направлением дрейфа, в том числе так называемые всплески U- типа и двунаправленные. Первые интерпретируются как отклик на движение пучка электронов магнитной петли через вершину, где плотность плазмы минимальна. Явно связаны с областями энерговыделения всплески с двунаправленными дрейфами, в которых наблюдаются две дрейфующие структуры с противоположными направлениями частотного дрейфа, начинающиеся на близких частотах. Эти всплески естественно объясняются движением электронов вверх и вниз от области импульсного ускорения – места локального пересоединения магнитного поля [6].

В сантиметровом диапазоне, в основном, наблюдаются всплески с положительным дрейфом, которые, по аналогии с дрейфующими всплесками на более низких частотах, интерпретируются как движение пучков электронов по магнитной петле вниз, от области ускорения, близкой к вершине петли. В последнее время, с появлением одновременных измерений динамических спектров на обсерватории Хуайроу в диапазоне 5.2–7.6 ГГц и положений источников субсекундных импульсов на частоте 5.7 ГГц, стало

** Electronic address: grechnev@iszf.irk.ru

*** Electronic address: nata@iszf.irk.ru

**** Electronic address: yyh@bao.ac.cn

возможным проверить это предположение. Анализ событий типа U-всплесков показал, что общепринятая интерпретация не соответствует наблюдениям, поскольку расстояния между источниками на нисходящих и восходящих ветвях не превышают двух тысяч километров, и, следовательно, излучение U-структур генерируется в компактных областях. При этом наблюдаемый дрейф по частоте связан не с изменениями плотности плазмы при движении электронов вдоль магнитной петли, а с изменением плотности во времени в компактном источнике радиоизлучения [4].

В настоящее время инструментами, позволяющими измерять положения микроволновых источников субсекундных структур одновременно с динамическим спектром их радиоизлучения, являются Солнечные радиоспектрометры в Китае (SRS) и Сибирский солнечный радиотелескоп (ССРТ) в урочище Бадары Бурятской республики. В течение 2000–2006 гг. на ССРТ зарегистрировано более двухсот вспышек с субсекундными структурами, в 69-ти из которых наблюдались всплески с выраженным частотным дрейфом. Среди последних событий наиболее богатой тонкой временной структурой выделяется вспышка 30 марта 2001 г. Существенной особенностью данного события являлась регистрация положений источников субсекундных импульсов одновременно на двух частотах, отличающихся на 80 МГц.

В работе описываются методы измерения параметров дрейфующих всплесков (раздел 2), результаты наблюдений (Раздел 3). Обсуждение результатов приведено в разделе 4.

2. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Пространственные характеристики источников дрейфующих всплесков наблюдались Сибирским солнечным радиотелескопом [14], который представляет собой крестообразный интерферометр, состоящий из двух линий антенн, ориентированных по направлениям Восток–Запад и Север–Юг. Измеряются компоненты круговой поляризации (левая – LCP и правая – RCP), которые записываются последовательно, через 7 мс. Быстрая регистрация с временным разрешением 14 мс проводится в одномерном режиме наблюдений, в котором формируются одномерные распределения радиояркости с помощью каждой из линеек антенн.

Приемная система ССРТ представляет собой анализатор спектра с шириной полосы

120 МГц. Диаграммы направленности 250-ти частотных каналов формируют два веера ножевых диаграмм, соответствующих линейкам антенн Север–Юг и Восток–Запад. Наблюдения с пространственным разрешением использовались при анализе дрейфующих всплесков, зарегистрированных во время вспышки 30 марта 2001 г. В течение интервала с тонкой временной структурой область вспышки наблюдалась с помощью веера ножевых диаграмм линейки Север–Юг, ширина которых была равна 26 угл. сек на полувисоте. Особенностью наблюдений в данном событии является одновременная регистрация одномерных распределений радиояркости в двух последовательных интерференционных порядках с частотами около 5.78 и 5.69 ГГц.

Положение источников тонкой структуры измерялось с помощью центров тяжести, определяемых для участков одномерных распределений яркости со вспыхивающими источниками. Методика измерений описана в работе [4]. Моделирование с учетом шумовой составляющей показало, что расстояния между источниками излучения, регистрируемыми в разных порядках, измерялись с точностью не хуже 2 угл. сек.

Динамические спектры микроволновых всплесков были получены с помощью широкополосного радиоспектрометра (SRS, см. [17]) на Солнечной обсерватории Хуайроу (Китай). Радиоспектрометр регистрировал параллельно 120 частотных каналов в полосе 5.2–7.6 ГГц. Ширина канала составляла 20 МГц и временное разрешение 5 мс. Отдельные субсекундные всплески выделялись как пики на временных профилях потока, проинтегрированного по полной полосе приема SRS. Дрейфующие всплески отбирались для анализа, если их амплитуда превышала три квадратичных отклонения по шумам на временных профилях в интервале времени без тонкой временной структуры. Пример динамического спектра радиополяриметров Хуайроу, на котором зарегистрированы дрейфующие всплески, показан на рис. 1.

Погрешности измерений параметров всплесков на динамических спектрах SRS связаны с флуктуациями сигнала. Поэтому значения скорости дрейфа и мгновенной ширины спектра находились с помощью статистических методов (см. рис. 2). Скорость дрейфа $\frac{\partial f}{\partial t}$ рассчитывалась как линейная интерполяция положений максимумов кросс-корреляции временных профилей частотных каналов (методом наименьших квадратов). Для определения мгновенной ширины спектра эти временные профили последовательно смещались по времени, чтобы скомпенсировать частотный дрейф, и суммировались в диапазоне частот со значимой амплитудой всплеска. В результате нахо-

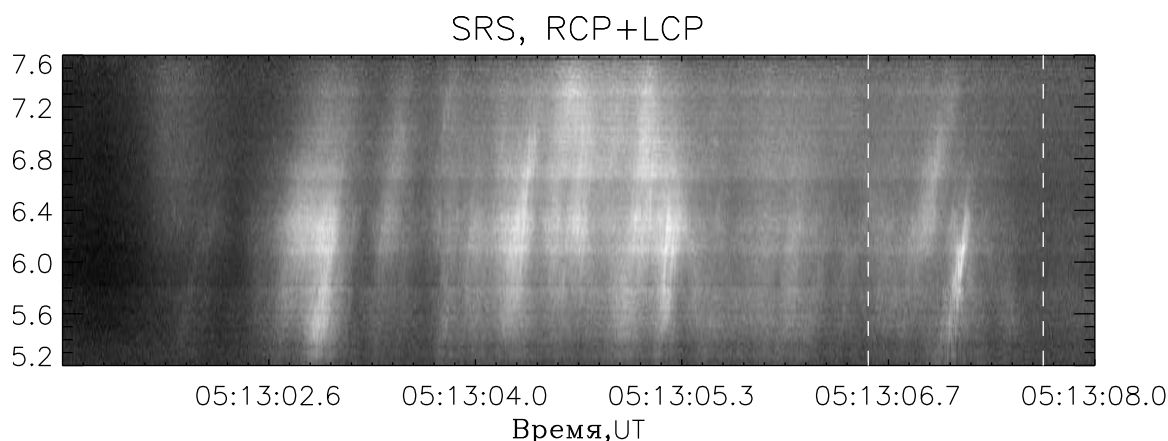


Рис. 1. Фрагмент динамического спектра с дрейфующими всплесками, зарегистрированный

30 марта 2001 г. Вертикальными линиями отмечен интервал, анализ которого показан на рис.2.

дилось усредненное распределение радиояркости всплеска во времени с шириной δt . Мгновенная спектральная полуширина дрейфующего всплеска рассчитывалась по ширине и скорости частотного дрейфа $\delta f = \delta t \frac{\partial f}{\partial t}$. Для случая, приведенного на рис. 1, 2 дрейфующий всплеск начинается на частоте 5.26 ГГц и прекращается на частоте 6.44 ГГц. Скорость дрейфа 8.74 ГГц/с, и мгновенная ширина спектра около 0.3 ГГц или 5% от несущей частоты. Отметим, что в определенную таким образом мгновенную ширину спектра дают одновременно вклад конечная длительность импульса излучения (например, длина пучка излучающих электронов) и ширина спектра мгновенного излучения, определяемая механизмом генерации. Разделение этих двух эффектов, уширяющих мгновенный спектр, не представляется возможным.

3. НАБЛЮДЕНИЯ

Отбор данных для анализа производился из каталога записей ССРТ для событий с субсекундными импульсами (<http://badary.iszf.irk.ru/Ftevents.php>) и базы соответствующих данных (<http://ssrt.iszf.irk.ru/fast/>). В 2000–2004 годах было зарегистрировано 183 вспышки с тонкой временной структурой на ССРТ на частоте 5.7 ГГц. В 114 из них доступны одновременные записи спектрополяриметра SRS. Всплески с ярко выраженным частотным дрейфом наблюдались в 21 вспышках, в которых было зарегистрировано 136 таких всплесков. Во время одной вспышки регистрировалось разное

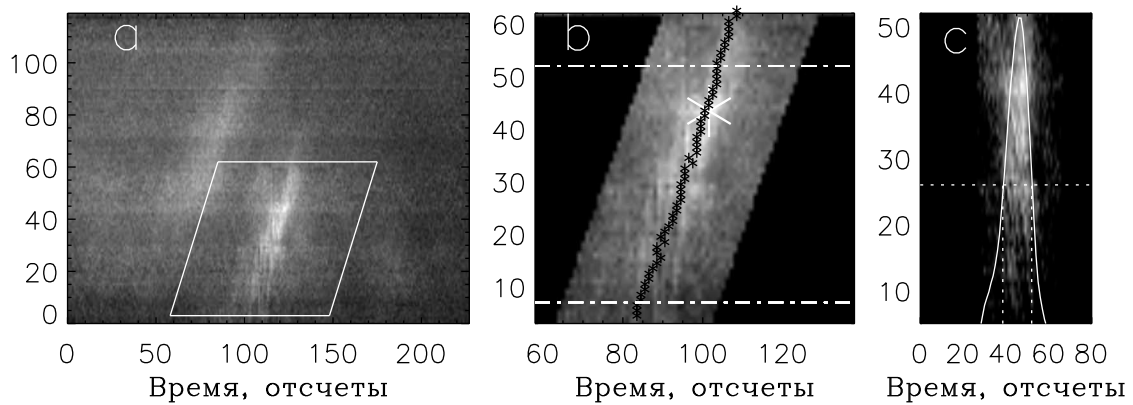


Рис. 2. Методика определения скорости дрейфа и мгновенной ширины спектра. а)

Параллелограммом выделен фрагмент со всплеском. По осям показаны номера частотных каналов и отсчеты времени через 5 мс; б) Показан тот же фрагмент. Белой звездой отмечен опорный временной профиль. Черными звездочками показаны моменты с максимальной величиной кросс-корреляции с опорным профилем. Горизонтальными линиями выделена область частот, в которой поток всплеска больше половины максимального значения; с)

Результат параллельного смещения временных профилей частотных каналов внутри интервала частот панели б, компенсирующего частотный дрейф $\frac{\partial f}{\partial t}$, рассчитанный из значений на панели б. Сплошной линией показан интеграл по смещенным временным профилям. Горизонтальная линия – полувысота, интервал между вертикальными линиями δt равен ширине радиояркости дрейфующего всплеска, “выпрямленного” относительно частотного дрейфа.

количество всплесков с дрейфами, обычно от 2-х до 12-ти. Среди зарегистрированных всплесков выделяется по количеству всплесков вспышка 30 марта 2001 г., в которой было записано 62 субсекундных импульса в течение одной минуты. Полная ширина спектра дрейфующих всплесков находилась в пределах 0.24–2.18 ГГц, которая составляет, при средней частоте $f_{\text{ср}}$ около 6 ГГц, относительную ширину от 8% до 36%.

На рис. 3 показана гистограмма распределения всплесков в зависимости от величины относительной мгновенной спектральной ширины $\Delta f/f_{\text{ср}}$, где $f_{\text{ср}}$ – средняя частота излучения дрейфующего всплеска. Видно, что наиболее часто регистрируются всплески с мгновенной шириной порядка нескольких процентов. Абсолютные значения ширины мгновенного спектра менее 2 ГГц и не зависят от положения источника всплесков на диске Солнца. Наблюдаются, в основном, частотные дрейфы с ростом частоты. Обрат-

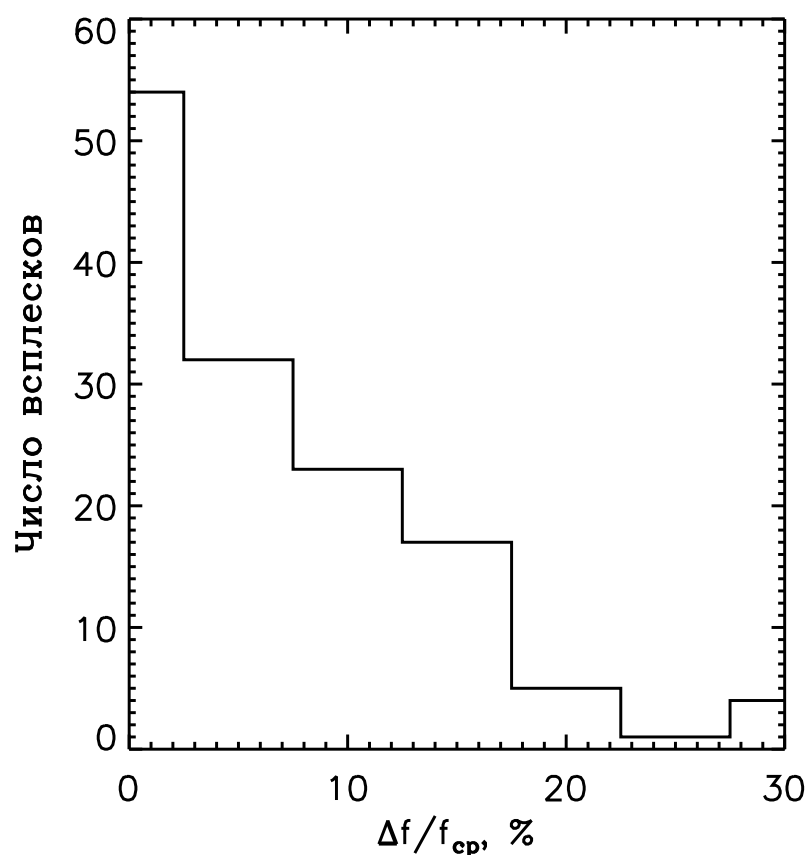


Рис. 3. Гистограмма распределения всплесков по относительной мгновенной ширине спектра.

ное направление дрейфа наблюдалось в 14 случаях. Абсолютные значения скоростей дрейфа менялись в пределах от 1.1 до 24.4 ГГц/с. На рис. 4 видно, что мгновенная ширина спектра постепенно растет с со скоростью дрейфа и ее можно представить в виде $\Delta f = \tau \frac{\partial f}{\partial t}$. Величине τ естественно придать смысл длительности импульса ускорения излучающих частиц. Из рис. 4 следует, что τ находится в пределах от 30 мс до 220 мс, что согласуется с характерными длительностями тонкой структуры жесткого рентгеновского излучения [7].

Пространственные характеристики источников всплесков с дрейфом по частоте изучались на примере вспышки 30 марта 2001 г., в которой было зарегистрировано уникально большое количество субсекундных всплесков. Импульсная вспышка 30 марта 2001 г. произошла в активной области AO9393 (N18W18). Рентгеновский балл был равен M2.2 в 05:15 UT. Результаты предварительного анализа структуры вспышки 30 марта

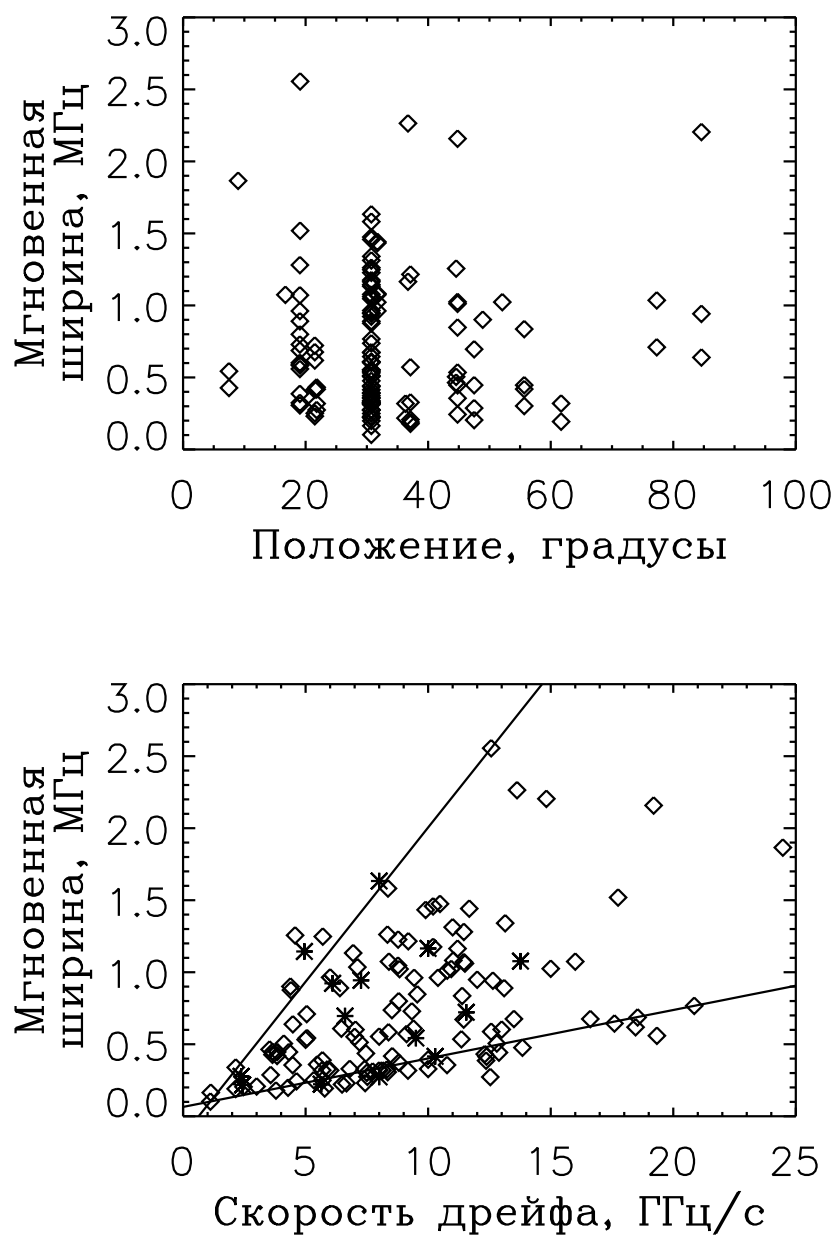


Рис. 4. Вверху: Зависимость мгновенной ширины спектра от положения источника на диске Солнца (расстояние от центра в градусах). Внизу: Зависимость ширины от абсолютных значений скорости частотного дрейфа. Звездочками отмечены случаи с дрейфом в сторону меньших частот. Тангенсы угла наклона двух прямых, показанных на рисунке, соответствуют минимальному и максимальному значению τ

2001 г. и характеристик тонкой временной структуры приведены в работах [5, 23, 24]. В данном анализе наряду с данными ССРТ были использованы изображения на 17 ГГц и 34 ГГц (радиогелиограф Нобейма), Yohkoh/SXT, Yohkoh/HXT, and EUV TRACE. Было показано, что основным структурным элементом вспышки является протяженная магнитная петля, вытянутая вдоль направления одномерных распределений радиояркостности (сканов), получаемых с линейки Север–Юг.

Ширина петли была менее 2000 км, расстояние между основаниями до 60 тысяч км. Таким образом, наблюдаемые движения микроволновых источников отражают компоненту их движения вдоль магнитной петли. Центры “тяжести” источников гиротронного микроволнового всплеска и всплесков с частотным дрейфом были близки и находились в наиболее яркой части петли, видимой в мягком рентгеновском излучении. Анализ данных Yohkoh/SXT и GOES показал, что плотность плазмы в области излучения достигает $1.4 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$, а температура плазмы около 10^7 К [5]. Величина магнитного поля была оценена по спектрам гиротронного излучения, полученным на спектрополяриметрах Обсерватории Нобейма. Спектр фонового всплеска достигал максимума (около 300 с.е.п) на 10 ГГц. С помощью расчетов по программе Рамати [26] была получена оценка величины магнитного поля во вспышечной петле около 100 Гс.

Субсекундные импульсы были сгруппированы в пять кластеров, которые соответствовали интервалам усиления сигналов жесткого рентгеновского излучения, регистрируемых на Yohkoh/HXT и HXRS. Отметим, что корреляция между микроволнами и жестким рентгеновским излучением импульс-импульс не наблюдалась. Возможно, это связано с высоким уровнем шумов рентгеновских сигналов. С помощью динамических спектров SRS во время вспышки 30 марта 2001 г. было отобрано 67 всплесков, поток которых превышал три стандартных отклонения. В 48 всплесках полоса излучения захватывала частоту приема ССРТ, и были возможны координатные измерения. В работах [5, 23, 24] было показано, что распределение всплесков по скоростям их частотного дрейфа не является случайным, а указывает на вклад роста плотности плазмы в источнике излучения из-за какого-либо магнитогидродинамического процесса. Было обосновано, что этот процесс дает вклад в скорость дрейфа около 6 ГГц/с.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Как следует из зависимостей, приведенных на рис. 3 и 4, мгновенная ширина спектра дрейфующих всплесков определяется, в основном, длительностью импульса излучающих электронов. Относительная полоса излучения, связанная с механизмом излучения, не превышает нескольких процентов, что является отличительным признаком когерентного механизма излучения. Поскольку величина магнитного поля была около 100 Гс, то рабочая частота ССРТ была выше десятой гармоники электронной циклотронной частоты, что исключает в качестве механизма излучения дрейфующих всплесков электронный циклотронный мазер (см., напр., [15]).

К настоящему времени можно считать обоснованным, что в сантиметровом диапазоне когерентное излучение наблюдается на частотах, близких к локальной плазменной или ее гармонике. Если всплески с частотным дрейфом зарегистрированы с пространственным разрешением одновременно на двух частотах с разницей Δf , тогда при разнице положений источников Δl на этих частотах можно записать [5]

$$df/dt \approx 2\Delta f \left(\frac{1}{\tau_n} - \frac{v}{\Delta l} \right). \quad (1)$$

В событии 30 марта 2001 г. $\Delta f = (5.78 - 5.69)$ ГГц = 0.09 ГГц. Первый член в скобках описывает изменение плотности плазмы в источнике излучения с характерным временем τ_n под действием какого-либо магнитогидродинамического процесса, второй член учитывает изменение плотности при движении излучающих электронов вдоль градиента плотности со скоростью v . Обычно, при интерпретации дрейфующих всплесков, первым членом в скобках пренебрегают. Отметим, что это выражение одинаково как для излучения на фундаментальной частоте, так и на гармонике ленгмюровской частоты.

При плотности плазмы в петле $n \geq 10^{11} \text{ см}^{-3}$ излучение на частоте приема ССРТ соответствует второй гармонике плазменной частоты. Дополнительным аргументом в пользу этого вывода является сильное поглощение излучения на фундаментальной частоте в плазме окружающей источник [10]. Оценки показывают, что при температуре плазмы 10^7 К и характерном масштабе спада плотности плазмы от источника 1000 км поглощением излучения на второй гармонике можно пренебречь, в то время как на фундаментальной частоте поглощение сигнала источника более двух порядков по величине.

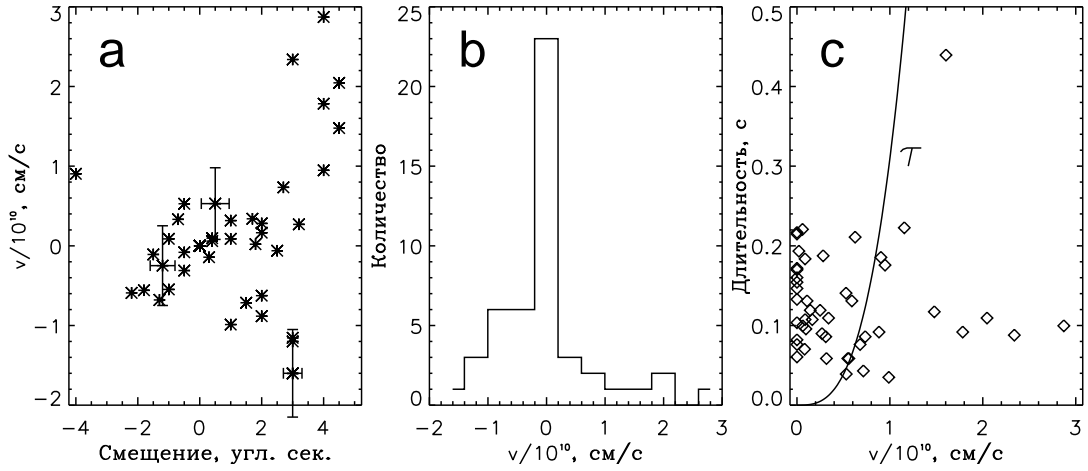


Рис. 5. а) Скорость источника v в зависимости от величины смещения Δl . Положительные значения соответствуют смещению более высокочастотного источника к Северу. б) Гистограмма скоростей источника. в) Связь между скоростями источников и полной длительностью всплесков с частотным дрейфом. Сплошной линией показано время релаксации электронов на кулоновских столкновениях.

Если, как это общепринято в настоящее время, пренебречь слагаемым $\frac{1}{\tau_n}$ при анализе дрейфующих всплесков, то можно найти скорости v для каждого из 48 всплесков, которые наблюдались одновременно на ССРТ и спектрополяриметрах SRS. Расчеты показывают, что в этом случае, значения скоростей движения источника излучения достигают в некоторых всплесках нереальных значений в две скорости света. Как было показано в работах [5, 23, 24], из симметрии распределения скоростей дрейфа следует оценка $2\Delta f/\tau_n = 6$ ГГц/с.

На рис. 5а построены зависимости скоростей движения источников дрейфующих всплесков, рассчитанных с учетом коррекции скорости частотного дрейфа на 6 ГГц/с. Видно, что в этом случае они не превышают скорости света. В трех случаях показаны барами погрешности измерений. Как правило, значения скоростей малы, и как следует из гистограммы 5б для большей части всплесков $v < 0.3 \times 10^{10}$ см/с. Если предположить, что скорость движения источника равна компоненте скорости движения электронов вдоль вспышечной петли, то можно оценить снизу время их релаксации на кулоновских столкновениях: $\tau = 3.1 \times 10^{-20} (v^3/n)$ с. Результаты расчетов при $n = 10^{11}$ см $^{-3}$ (сплошная кривая) и данные наблюдений показаны на рис. 5с. Видно, что при малых скоростях время жизни электронов существенно меньше наблюдаемой

длительности всплеска. Следовательно, всплескам с малой скоростью движения источника вдоль петли отвечает излучение электронами с большими питч-углами, основная компонента скорости которых направлена поперек магнитного поля. В этих случаях плазменные колебания могут возбуждаться благодаря конусной неустойчивости [27].

Если частота излучения субсекундных всплесков близка ко второй гармонике плазменной частоты, то из оценки $2\Delta f/\tau_n = 6$ ГГц/с следует, что скорость роста плотности плазмы в источнике $1.25 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}/\text{с}$. Движение источников излучения в разные стороны от области, близкой к центру яркости фонового всплеска, указывает на их связь с процессами первичного энерговыделения солнечной вспышки. В частности, появление отдельных коротких импульсов ускоренных частиц согласуется с моделью фрагментированного энерговыделения, в которой энергия непотенциальных магнитных полей конвертируется в нагрев и ускорение частиц плазмы во время отдельных актов магнитного пересоединения (см., напр., [12, 21, 22]). В этих работах, на основе анализа характеристик тонкой структуры жесткого рентгеновского излучения, получены оценки для характерного размера области пересоединения – около 400 км и длительности – около 0.3 с. На связь субсекундных импульсов с фрагментированным энерговыделением указывалось в работах [8, 18–20], в которых предполагалось, что каждому импульсу радиоизлучения отвечает отдельный акт магнитного пересоединения.

С другой стороны, формирование в процессе пересоединения токовых слоев, разделяющих области плазмы с разными направлениями магнитного поля, сопровождается ростом плотности плазмы (см., например, [25]). Этот эффект был подтвержден в лабораторных экспериментах по моделированию магнитного пересоединения [3, 9, 16]. В лабораторных экспериментах было продемонстрировано быстрое ускорение электронов поперек магнитного поля [2, 3]. Следует также отметить, что рост плотности в токовом слое (месте ускорения электронов и генерации импульсного излучения) относительно окружающей среды создает благоприятные условия для малого поглощения выходящего излучения.

Длительность процесса пересоединения, как следует из данных рис. 4, находится в пределах от 30 мс до 220 мс. При такой длительности процесса T поток плазмы из слоя успевает установиться только при ширине слоя $L < V_A T$, где V_A – альфвеновская скорость. При $B = 100$ Гс, $n = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ величина $V_A T = (20 - 150)$ км, что значительно меньше опубликованных оценок размеров области ускорения: 400 км [21] и 2000 км [6].

В этом случае баланс течений втекающих через боковые поверхности токового слоя и вытекающих вдоль ширины слоя, не успевает установиться, и процесс роста плотности плазмы в формирующемся токовом слое можно рассматривать в одномерном приближении:

$$\frac{\partial n}{\partial t} \approx \frac{nu}{\Delta} = \lambda \frac{nV_A}{\Delta}, \quad (2)$$

$u = \lambda V_A$ - скорость втекания плазмы в токовый слой, Δ - толщина слоя, λ - скорость пересоединения в единицах альфвеновской скорости. Втекание плазмы в слой вызывается силой Лоренца, и напряженность электрического поля вдоль тока в слое можно оценить как

$$E = \frac{UB}{c} = 6.9 \times 10^3 \lambda (B/100)^2 \sqrt{10^{11}/n} (B/\text{м}), \quad (3)$$

Эффективное ускорение большого количества электронов возможно при превышении величиной электрического поля значения Драйсера, что достигается, согласно (3) при скорости пересоединения $\lambda > 10^{-5}$ или, как следует при этом из оценки (2), $\Delta < 600$ м.

С другой стороны, превышение поля Драйсера приводит к возбуждению мелкомасштабных неустойчивостей, и, как следствие, к аномально низкому значению проводимости плазмы. Пороговым значением, определяющим возбуждение неустойчивостей, является токовая скорость электронов относительно ионов. Принимая в качестве пороговой скорости тепловую скорость протонов, получаем для толщины токового слоя оценку порядка нескольких ларморовских радиусов протонов [20], или Δ не превышает двух метров. В этом случае, легко оценить, что скорость пересоединения в единицах альфвеновской скорости $\lambda \approx 3.6 \times 10^{-4}$, а длина области ускорения не превышает нескольких десятков километров. Приведенные оценки согласуются с теоретическими моделями ускорения электронов до энергий около 100 кэВ в токовых слоях, связанных с магнитным пересоединением.

4.1. Заключение

Результаты анализа всплесков с частотным дрейфом в сантиметровом диапазоне показывают, что основная часть этих всплесков не связана с движением пучков электронов вдоль градиента плотности плазмы в магнитной петле, а генерируется в компактных источниках, расположенных в области энерговыведения солнечной вспышки.

Мгновенная ширина спектра всплесков не превышает 20%, и определяется, в основном, конечной длительностью импульса излучающих частиц, который находится в пределах 30–220 мс.

Одновременные наблюдения источников дрейфующих всплесков на двух частотах позволили определять градиент плотности плазмы и компоненту скорости движения излучающих частиц вдоль вспышечной петли. Детальный анализ данных по вспышке 30 марта 2001, в которой было зарегистрировано несколько десятков всплесков, показал, что измеренные скорости дрейфа распределены симметрично относительно некоторого значения. Оценки скорости движения источников без коррекции на это значение приводят к величинам, превышающим значительно скорость света.

В предположении, что постоянная составляющая (6 ГГц/с) в скорости дрейфа отражает процесс формирования токового слоя в процессе магнитного пересоединения, получены оценки параметров области пересоединения и его скорости в единицах альфвеновской скорости.

Работа выполнена при финансовой поддержке Программы Президиума РАН N16, грантов РФФИ 04-02-39003, 05-07-90147, 06-02-16295.

-
1. M.A.F. Allaart, J. van Nieuwkoop, C. Slottje, L.H. Sondaar, *Solar Physics* **130**, 183, (1990)
 2. A.T. Altyntsev, V.I. Krasov, V.S. Markov, M.V. Petrov, A.G. Frank, A.Z. Khodzhaev, *Soviet Journal of Plasma Physics*, **4**, 8, (1978).
 3. A.T. Altyntsev, V.M. Bardakov, V.L. Krasov et al., *Solar Physics*, **106**, 131, (1986).
 4. A.T. Altyntsev, A.A. Kuznetsov, N.S. Meshalkina, Y. Yan, *A&A*, **411**, 263, (2003).
 5. A.T. Altyntsev, V.V. Grechnev, N.S. Meshalkina, Y. Yan, *Solar Physics*, in press, (2007).
 6. M.J. Aschwanden, A.O. Benz, R.A. Schwartz, *Astrophys. J.*, **417**, 790, (1993).
 7. M.J. Aschwanden, R.A. Schwartz, D.M. Alt, *Astrophys. J.*, **447**, 923, (1995).
 8. M.J. Aschwanden, *Astrophys. J.*, **608**, 554, (2004).
 9. P.J. Baum, A. Bratenahl, *Solar Physics*, **47**, 331, (1976).
 10. A.O. Benz, A. Magun, W. Stehling, H. Su, *Solar Physics*, **141**, 335, (1992).
 11. A.O. Benz, *Plasma Astrophysics, Kinetic Processes in Solar and Stellar Coronae*, (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers), (1993).

12. P. Charbonneau, S.W. McIntosh, H. Liu, *Solar Physics*, **203**, 321, (2001).
13. A. Csillaghy, A.O. Benz, *A&A*, **274**, 487, (1993).
14. V.V. Grechnev, S.V. Lesovoi, G.Ya. Smolkov, *Solar Physics*, **216**, 239, (2003).
15. G.D. Fleishman, V.F. Melnikov, *Uspekhi Fiz. Nauk*, **168**, 1265, (1998).
16. A.G. Frank, S.Yu. Bogdanov, V.S. Markov, in A. Wilson (ed)., *Solar variability: from core to outer frontiers. The 10th European Solar Physics Meeting, 9 - 14 September 2002, Prague, Czech Republic, 2002*, ESA SP-506, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-816-6, **2**, 609, (2002).
17. Q. Fu, Z. Qin, H. Ji, L. Pei, *Solar Physics*, **160**, 97, (1995).
18. B. Kliem, in *Proc. International School and Workshop on Reconnection in Space Plasma, ESA SP-285*, **2**, 117, (1989).
19. B. Kliem, in *Proc. CESRA Workshop Held in Caputh/Potsdam, Germany (Berlin: Springer)*, **93**, (1995).
20. B. Kliem, M. Karlicky, A.O. Benz, *A&A*, **360**, 715, (2000).
21. E.T. Lu, R.J. Hamilton, *Astrophys. J.* , **380**, L89, (1991).
22. E.T. Lu, R.J. Hamilton, J.M. McTiernan, K.R. Bromund, *Astrophys. J.* , **412**, 841, (1993).
23. N.S. Meshalkina, A.T. Altyntsev, V.V. Grechnev, R.A. Sych, Yihua Yan, in: A. Wilson (ed), *Solar variability: from core to outer frontiers. The 10th European Solar Physics Meeting, 9 - 14 September 2002, Prague, Czech Republic. ESA SP-506*, Noordwijk: ESA Publications Division, **1**, 343, (2002).
24. Н.С. Мешалкина, А.Т. Алтынцев, В.В. Гречнев, Ёихуа Ёен, *Известия РАН, серия физическая*, **70**(10), 1478, (2006).
25. E. Priest, T. Forbes, *Magnetic reconnection, Cambridge: Cambridge Univ. Press* , 612, (2000).
26. R. Ramaty, R. Schwartz, S. Enome, H. Nakajima, *Astrophys. J.* , **436**, 941, (1994).
27. A.V. Stepanov, *Soviet Astron.*, **17**, 781, (1974).

Параметры излучения протуберанца в широком диапазоне сантиметровых длин волн по данным наблюдений солнечного затмения 29 марта 2006 г.

О.А. Голубчина,¹ В.М. Богод,¹ А.Н. Коржавин,¹ Н.Н. Бурсов,² С.Х. Тохчукова¹

¹*Санкт-Петербургский филиал Специальной
астрофизической обсерватории, Санкт-Петербург*

²*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167, Россия*

Обсуждаются результаты наблюдений радиоизлучения высокоширотного протуберанца, расположенного в NE части лимба Солнца. Наблюдения были проведены на Северо-восточном секторе и Южном секторе с перископом РАТАН - 600 во время максимальной фазы (0.998) солнечного затмения 29.03.06 г. Исследование протуберанца выполнены в диапазоне длин волн (1.03 ÷ 5.0) см.

1. ВВЕДЕНИЕ

В конце двадцатого века с помощью наблюдений на крупных оптических телескопах в линии $H\alpha$, на спутниках в УФ и в рентгеновском диапазонах были выявлены тонкие структуры волокон, хромосферных волоконных каналов, сложные комплексы корональных аркад над волокнами, а также получены некоторые характеристики магнитной топологии окружающей среды волокна [4–8, 10, 11, 13–17]. Протуберанцы являются источниками слабого солнечного радиоизлучения, которые почти невозможно наблюдать на фоне открытого Солнца. Это, в частности, объясняет тот факт, что работ, посвященных исследованию радиоизлучения протуберанцев, очень мало [1, 2, 9, 12, 18]. Следует заметить, что, как правило, наблюдения на радиотелескопах проводятся на 1-3 длинах волн, что сужает возможности изучения физических характеристик исследуемого объекта. Радиотелескоп РАТАН-600 позволяет проводить наблюдения в широком диапазоне длин волн от 1 см до 30 см как в канале интенсивности, так и в канале поляризации. Это дает возможность исследовать такие слабые объекты, как радиоизлучение протуберанцев на высотах переходной области хромосфера-корона в широком диапазоне сантиметровых длин волн, что недоступно при оптических наблю-

дениях. Наблюдение максимальной фазы солнечного затмения 29 марта 2006 года на радиотелескопе РАТАН - 600 в многочастотном сантиметровом диапазоне длин волн ($1.03 \div 30$) см позволило исследовать высокоширотный протуберанец, расположенный на северо-восточном лимбе Солнца, и получить некоторые физические параметры его радиоизлучения. Благодаря гибкой многофункциональности радиотелескопа наблюдения проводились одновременно на Северо-восточном секторе РАТАН - 600 и Южном секторе с перископом с использованием всей имеющейся аппаратуры на соответствующих вторичных облучателях и на Северо-восточном секторе РАТАН - 600 при использовании специального метода наблюдений – метода “эстафеты” [3, 20]. Особенностью полученных данных наблюдений максимальной фазы солнечного затмения 29 марта 2006 года на радиотелескопе РАТАН - 600 является то, что эти наблюдения свободны от засветки, обусловленной рассеянным радиоизлучением диска Солнца, что обычно характерно для регулярных наблюдений. Полученные таким образом данные наблюдений позволили исследовать чрезвычайно слабый радиоисточник – протуберанец, поток которого равен ($0.05 \div 0.01$ с.е.п.).

2. МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения выполнены и обработаны двумя различными и независимыми методами. Таким образом, полученные результаты не только дополняли, но иногда и контролировали друг друга.

Расчетный момент прохождения центра оптического диска Солнца через центр диаграммы направленности антенны близок к моменту максимальной фазы солнечного затмения: Всемирное время UT = 12 ч. 17 мин. 0.25сек). Максимальная фаза солнечного затмения равнялась 0.998, т.е. открытой оставалось примерно 0.2 % от площади оптического диска Солнца в районе его северо-западной части. Высота Солнца в момент наблюдения на Северо-восточном секторе равнялась $41^{\circ} 52.2'$, азимут Солнца - $41^{\circ} 30.6'$. Позиционный угол наблюдения $q = 28.5^{\circ}$.

Смещение центра ножевой диаграммы направленности антенны составляло по высоте $\Delta h = + 15$ угл.мин. к северному полюсу Солнца относительно центра оптического диска Солнца.

Пространственное разрешение антенны равно ρ (угл.мин.) = 0.5×8.1 на волне

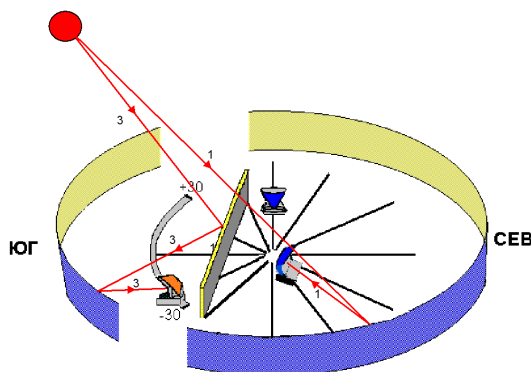


Рис. 1. Схема хода луча Солнца при наблюдении солнечного затмения 29.03.06 г. на Южном секторе с перископом (3) и при наблюдении методом "эстафеты" на Северо-восточном секторе (1) РТАН - 600.

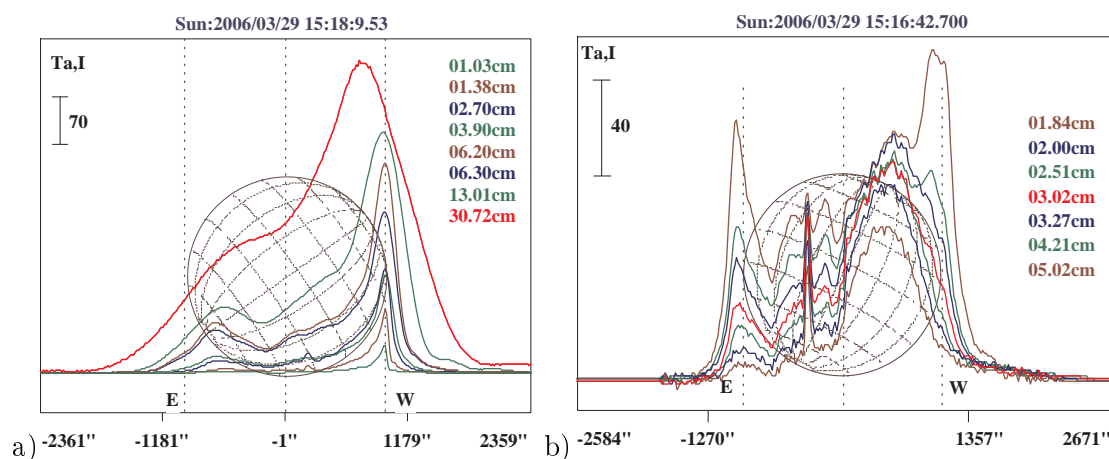


Рис. 2. Копии записей наблюдения солнечного затмения и гелиографическая сетка Солнца на момент наблюдения: а)- на Северо-восточном секторе, λ (см) = 1.03 ÷ 30.72. б)- на Южном секторе, λ (см) = 1.84 ÷ 5.02.

$\lambda = 1.03$ см и соответственно ρ (угл.мин.) = 15.1×123.9 на волне $\lambda = 31.2$ см. Наблюдения на Северо-восточном секторе РТАН - 600 выполнялись в канале интенсивности на восьми волнах : 1.03, 1.38, 2.7, 3.9, 6.2, 6.3, 13, 30 см (рис. 1, рис. 2а).

Расчетный момент наблюдения на Южном секторе с перископом максимальной фазы солнечного затмения равен UT = 12 ч. 16 мин. 42.7 сек. Пространственное разрешение антенны по уровню половинной мощности составляло от ρ (угл.сек.) = (17.5×13) на волне $\lambda = 1.84$ см до ρ (угл.сек.) = (47×34.4) на $\lambda = 5.02$ см. Центр диаграммы направленности антенны (ДНА) был смещен по высоте относительно центра оптического

диска Солнца на $\Delta h = + 22$ угл.мин. к северному полюсу Солнца. Многочастотные наблюдения были выполнены с помощью панорамного спектр-анализатора в диапазоне длин волн $(1.8 \div 5.0)$ см (рис. 2b) как в канале интенсивности, так и в канале поляризации. В качестве калибровки принимаемого космического сигнала использовался сигнал от ГШ.

Для выделения профилей источников солнечного радиоизлучения из записей, полученных во время затмения, а также для определения потоков этих источников были использованы наблюдения радиоизлучения Луны 28.03.06 и 30.03.06 на обоих секторах РАТАН - 600. Наблюдения были выполнены в условиях аналогичных условиям наблюдения максимальной фазы затмения Солнца 29.03.06: вторичный облучатель устанавливался в том же азимуте, 28.03.06 центр ДНА имел тот же вынос по высоте (Δh), азимут наблюдения Луны был равен азимуту Солнца на момент наблюдения затмения.

Оптическое отождествление источников радиоизлучения на лимбе Солнца проводилось при сопоставлении рассматриваемой кривой записи открытой части радиоизлучения Солнца во время затмения и оптического изображения Солнца в ультрафиолетовой линии по данным SOHO (SOHO, UV, He II 304 – однажды ионизированный гелий; $T=60000-80000$, K). Широта источника, отождествленного с протуберанцем на северо-восточном лимбе Солнца, $\varphi = 45^0$.

3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТОКА, ЯРКОСТНОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ, СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ И НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПРОТУБЕРАНЦА

Радиоизлучение открытой части Солнца определялось как результат вычитания радиоизлучения Луны (28.03.06 г.) из записи радиоизлучения Солнца и Луны, полученной во время наблюдения максимальной фазы затмения 29.03.06 г. Полученная разность представляет собой запись радиоизлучения открытой части Солнца на момент наблюдения максимальной фазы затмения.

Для определения потока от источника-протуберанца по данным Северо-восточного сектора в качестве опорного источника использовался поток радиоизлучения Луны. Спектры найденных потоков радиоизлучения протуберанца по данным наблюдений на Южном и Северо-восточном секторах приведены на рис. 3а.

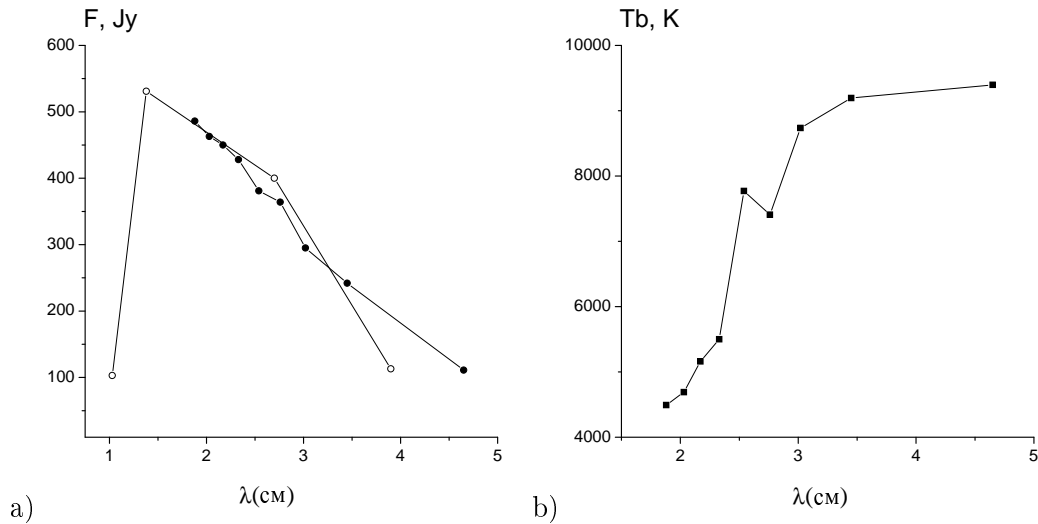


Рис. 3. а) Спектры потоков $F(\text{Jy})$ радиоизлучения протуберанца по данным наблюдений на Южном (●) и Северо-восточном секторах (○) РАТАН-600; б) Спектр яркостных температур T_b по данным наблюдений на Южном секторе. (Каждая точка графика соответствует значению, полученному после осреднения данных по восьми соседним каналам радиометра.)

Найденные угловые размеры протуберанца оказались равными ~ 30 угл.сек. в диапазоне длин волн $(1.84 \div 4.32)$ см. Согласно найденным значениям потоков и угловых размеров, вычисленные яркостные температуры протуберанца для этих длин волн наблюдения соответственно равны $T_b = (4500 \div 9500) \text{K}$. Спектр яркостных температур по данным наблюдений на Южном секторе с перископом приведён на рис. 3б.

При наблюдении на Южном секторе с перископом кроме интенсивности радиоизлучения регистрировалось поляризованное по кругу радиоизлучение. Степень круговой поляризации рассчитана по формуле:

$$P, \% = (I_L - I_R) / (I_L + I_R) \quad (1)$$

и для данных наблюдений на $\lambda = (1.8 \div 5.02)$ см оказалась равной $P = (7 \div 16)\%$ соответственно.

Спектр потока радиоизлучения (рис. 3а) свидетельствует о тепловом механизме излучения. В рамках теплового механизма излучения напряженность магнитного поля определяется по формуле:

$$H = 107 \times P / n \times \lambda \quad (2)$$

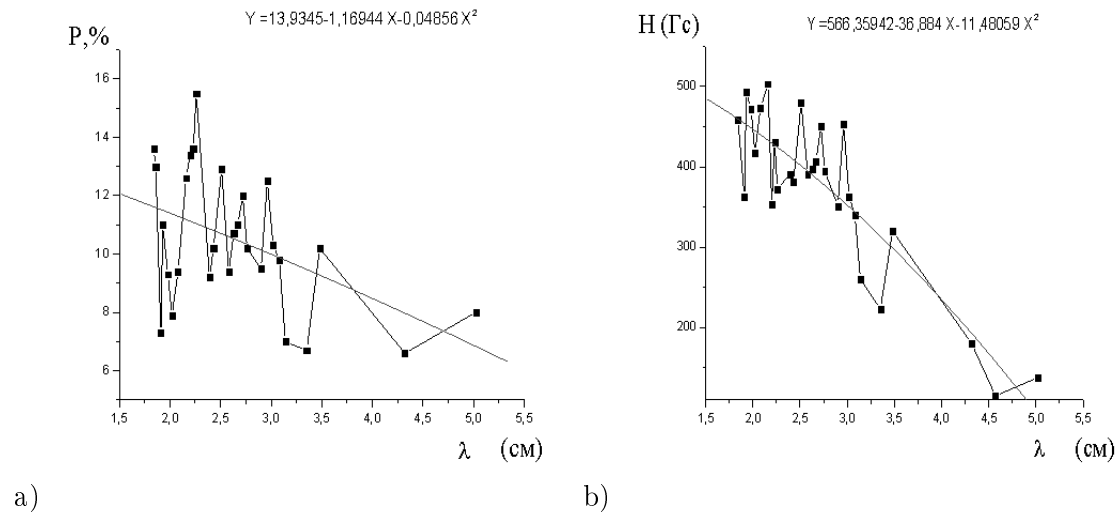


Рис. 4. а) Изменение степени поляризации радиоизлучения протуберанца с длиной волны.

б) Изменение напряженности магнитного поля радиоизлучения протуберанца с длиной волны.

(Интерполяция проведена методом наименьших квадратов с использованием полинома второй степени)

, где n – спектральный индекс. В данном случае: $n \cong 1$, $\lambda = (2 \div 5)$ см, $P = (7 \div 16)\%$ (рис. 4а). Соответствующая величина напряженности магнитного поля равна $H \cong (550 \div 100)$ Гс для $\lambda = 1.8 \div 5.02$ см (рис. 4б).

4. ДИСКУССИЯ

Найденная из наблюдений зависимость потока радиоизлучения протуберанца от длины волны представлена на рисунке 3а. Потоки, полученные на близких длинах волн наблюдений на Северо-восточном и Южном секторах РАТАН - 600, согласуются с точностью до сотых долей солнечной единицы потока. Величины измеренных потоков радиоизлучения протуберанца на волнах $(1.38 \div 5.0)$ см равны соответственно $F(\lambda) = (0.05 \div 0.01)$ с.е.п. Регистрация столь малых потоков источников солнечного радиоизлучения на лимбе Солнца стала возможной только благодаря покрытию Луной 99,8 % Солнца в момент максимальной фазы солнечного затмения. Полученный спектр $F(\lambda)$ демонстрирует уменьшение потока радиоизлучения протуберанца с длиной волны (рис. 3а), что указывает на тепловой механизм излучения. Показатель спектра потока $n \cong 1$. Начиная, примерно, с $\lambda = 4.5$ см, яркостная температура источника радиоизлучения

$T_b \cong \text{const}$, что характерно для оптически толстого слоя ($\tau \gg 1$). Учитывая последнее и полученную из наблюдений яркостную температуру радиоизлучения протуберанца на $\lambda = 4.5$ см равную $T_b, K = 9500$, находим кинетическую температуру протуберанца $T_e, K = T_b, K = 9500$. Для оптически тонкого слоя $\tau < 1$ ($T_b, K = T_e, K \times \tau$). На волне 1.88 см протуберанец, как следует из графика (рис. 3а), полупрозрачен. Полученная из наблюдений на волне 1.88 см яркостная температура равна 4500, К. Следовательно, оптическая глубина излучающей среды протуберанца на волне 1.88 см равна $\tau = 0.47$. Известно, что коэффициент поглощения $\mu = \tau \times L^{-1}$. Здесь L - глубина излучающего слоя. С другой стороны,

$$\mu = 0.19n_e^2 T_e^{-3/2} \nu^{-2}, \quad (3)$$

где n_e - электронная плотность, T_e - кинетическая температура, ν - частота радиоизлучения, L - глубина излучающего слоя. В нашем случае $L = 2 \times 10^4$ км (т.е. $30''$). Приравнивая обе части уравнений для μ , находим электронную плотность наблюдаемого протуберанца $n_e \approx 10^9 \text{ см}^{-3}$. Перечисленные результаты свидетельствуют о том, что, вероятно, холодное волокно находится в короне, и мы регистрируем излучение переходной зоны протуберанец-корона.

Обращает на себя внимание значительное уменьшение потока протуберанца на волне 1.03 см (рис. 3а). Подобная ситуация сложилась из-за выноса волновода $\lambda = 1.03$ см из фокуса на 386.5 мм к Западу. Вследствие этого, прохождение источника через центр ДНА произошло на 21.5 сек раньше расчетного. На этот момент наблюдения на волне 1.03 см большая часть протуберанца была закрыта Луной. Что касается значений яркостных температур $T_b, K = 4500 \div 9500$, то они хорошо согласуются с ранее опубликованными данными других авторов [1, 8, 13]. Отмечаются полученные высокие значения степени круговой поляризации $P, \% = (7 \div 16)$ и напряженности магнитного поля, равной нескольким сотням Гаусс на ($\lambda = 1.8 \div 5.02$ см). Как правило, напряженность магнитного поля по данным авторов [1, 5, 6, 10] равна $H \cong (5 \div 40)$ Гс. Однако согласно работам [7, 15, 16], напряженность магнитного поля в протуберанцах значительно больше. Так, в работе [15], указано, что для некоторых локализованных мест в протуберанце $H \cong 70$ Гс, а в работе [16], приводится значение напряженности магнитного поля, которое в отдельных местах протуберанца достигает значения $H \cong 400$ Гс. В

связи с этим, вопрос о величине напряженности магнитного поля области протуберанца в радиодиапазоне требует дальнейшего исследования.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят коллектив радиотелескопа РАТАН - 600, возглавляемый акад. Парийским Ю.Н. и Мингалиевым М.Г., за помощь в проведении наблюдения солнечного затмения; Жеканиса Г.В. – за бесперебойную работу антенны в автоматическом режиме, Нижельского Н.А. и Цыбулёва П.Г. – за предоставленную возможность наблюдений на высокочувствительной аппаратуре и участие в наблюдениях солнечного затмения, группу геодезистов РАТАН-600, подготовившую радиотелескоп к наблюдениям во внештатных режимах, а также сотрудников группы Радиоизлучения Солнца. Авторы благодарят инструментальные группы проектов SOHO/EIT, чьи данные использованы в нашей работе. Работа поддержана грантами: РФФИ №№05-02-16228,06-02-17357.

-
1. Г.П. Апушкинский, Н.С. Нестеров, Н.А. Топчило, А.Н. Цыганов, АЖ, **67**, 1053-1056, (1990).
 2. V.M. Bogod, A.S. Grebinski, and V.I. Garaimov, Sol. Phys., **182**,139-143, (1998).
 3. О.А. Голубчина, В.М. Богод, Г.С. Голубчин, Г.В. Жеканис, В.Н. Ихсанова, А.Н. Мотренко, В.В., Пиотрович, Г.Б. Рыбкина, С.А. Чех, Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, **62**, 190, (1982).
 4. J. Jing, V. Yurchishyn, G. Yang, Y. Xu, and H. Wang, The Astrophys.J., **614**, L1054-L1062,(2004).
 5. O. Engvold, Sol. Phys.,**49**, pp.283-295,(1976).
 6. I. Kim, Lectures Notes,**363**, p.49,(1990).
 7. V.A. Kotov, Izv. Krymsk. Astrofiz. Obz.**39**, p.276,(1969).
 8. J. Kuijpers, The Astrophys.J.,**489**, L201-L204,(1997).
 9. M.R. Kundu, S.M. White, V.I. Garaimov, P.K. Manoharan, P. Subramanian, S. Ananthakrishnan, and P. Janardhan, The Astrophys.J., **607**, L530-L539,(2004).
 10. L. Leroy, V. Bommier, and S. Sahal-Brechot, Sol. Phys., **83**, pp. 135-142,(1982).

11. Y. Lin, O. Engvold', L. Voort, J. Wiik, and T. Berger, Sol. Phys., **226**, pp.239-254 ,(2005).
12. C. Marque, The Astrophys.J.,**602**,L1037-L1050, (2004).
13. S.F. Martin, Sol. Phys.,**182**,pp.107-137, (1998).
14. B. Rompolt, (IAU Colloquium No.117, "Dynamics of Prominences Hvar, Yugoslavia, 25-29 September 1989) (1989).
15. R. Casini, A. Lopez Ariste, S. Tomczyk, and S. Sahal-Blechot, The Astrophys.J.,**598**, L68,(2003).
16. Г.Я. Смольков, Б. Ромпульт, В.С. Башкирцев, Г.Н. Зубкова, Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца,**20**,с. 242,(1971).
17. J. Chae, Y. Moon, and Y. Park, The Astrophys.J., **626**, L576-L578,(2005).
18. A.M. Uralov, S.V. Lesovoi, V.G. Zandanov, and V.V. Grechnev, Sol. Phys., **208**, pp.69-90 ,(2002).
19. G.V. Zhekanis, V.K. Kononov, M.G. Mingaliev, P.G. Tsybulev , Bull. Spec. Astrophys. Obs., **55**, pp.133-145 ,(2003).
20. О.А. Голубчина, Г.С. Голубчин, Астрофиз. исслед. (Изв. САО).,**14**,с. 125,(1981).
21. В.И. Гараимов, препринт САО РАН).,**127Т**,с.1-17,(1997).

**PARAMETERS OF PROMINENCE RADIO EMISSION IN A
WIDE RANGE OF CENTIMETRIC WAVELENGTHS
ACCORDING TO THE OBSERVATION OF SOLAR ECLIPSE
ON MARCH 29, 2006**

**O. A. Golubchina, V. M. Bogod, A. N. Korzhavin, N. N. Bursov,
S. H. Tokhchukova**

Results of research of a radio emission of the prominence, located in NE parts of the solar limb are discussed. Observations were made on Northeast sector and Southern sector with periscope of the radio telescope RATAN - 600 during the maximal phase (0.998) of the solar eclipse on March 29, 2006. The observations were made in the (1.03–30) cm. The investigations of the prominence were executed in the (1.03–5.0) cm wavelengths.

Банк данных солнечных протуберанцев по данным наблюдений на Горной станции ГАО РАН в период 1957-2006 гг.

С.А. Гусева,¹ Гун-Дер Ким,¹ А.Г. Тлатов¹

¹*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

Переведены в электронный вид ежедневные данные солнечных протуберанцев, наблюдаемые на Горной станции ГАО РАН в линии H_α ($\lambda 6563\text{\AA}$) в период 1957-2006 гг. Представлены характеристики этого ряда, а также распределения параметров протуберанцев, такие как число, площадь, высоты протуберанцев по широте и времени.

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные протуберанцы являются одним из наиболее информативных трассеров солнечной активности. Они тесно связаны с активностью солнечных пятен, в тоже время они отражают распределения крупномасштабных магнитных полей. Протуберанцы могут наблюдаться на различных гелиографических широтах и на разных стадиях солнечного цикла. Регулярные их наблюдения ведутся с момента изобретения спектрогелиографа в 1869 году [8].

Анализ распределения протуберанцев в солнечном цикле по данным различных обсерваторий Арчетри, Италия [4], Kokaikanal [1, 3, 7], Ломникий Штит [5] показал, что распределение протуберанцев по широтам отличается от "бабочек Маундера" для пятен. Область распространения протуберанцев не так резко ограничена, как зона пятен. Солнечные протуберанцы концентрируются в трех относительно узких широтных зонах. В первой зоне существуют протуберанцы, связанные с солнечными пятнами. Во второй зоне представлены протуберанцы с длительным временем существования. Широтная зона этих протуберанцев находится на 10-15 градусов выше области образования пятен и дрейфует к экватору параллельно "бабочкам" солнечных пятен. Третья зона формирования протуберанцев связана с формированием полярной ветви дрейфа протуберанцев. Протуберанцы полярной зоны и их дрейф в высокоширотные области был обнаружен [8].

Протуберанцы различных типов имеют различную динамику и возможно различные

физические причины их формирования.

2. ДАННЫЕ НАБЛЮДЕНИЙ

Наблюдения протуберанцев на Горной станции ГАО РАН начались 16 июля 1952г. Первоначально наблюдения проводились в линии H_{α} с интерференционно-поляризационным фильтром на внеатменном коронографе системы Лео. Для протуберанцев определялась только площадь, просуммированная по тридцатиградусным зонам по всему лимбу. Во внимание принимались только протуберанцы с высотой не менее $30''$. С 1957г. введена новая система обработки протуберанцев, которая действует и по сей день [11]. При обработке протуберанцев определяется их гелиографическая широта центральной части, протяженность по лимбу (в градусах), высота (в секундах дуги), яркость по трехбалльной шкале, площадь (в протуберанц-единицах - это площадка со сторонами: $1''$ - по продолжению солнечного радиуса и 1° - по лимбу). До 80-х за каждый день наблюдения обрабатывались протуберанцы с высотами не меньше $30''$, после начали обрабатывать все видимые протуберанцы [11, 12]. Этот факт отразился на изменении количества протуберанцев в течение этого периода (рис.1). С 2005 г. ведется цифровая регистрация и компьютерная обработка протуберанцев.

Нами были оцифрованы результаты наблюдений. Всего в банке данных протуберанцев насчитывается более 93 тысяч протуберанцев за период 1957-2006 годов, из них около 58 тысяч с высотой более 30 угловых секунд. Изменение среднемесячных значений числа и площади протуберанцев представлено на рис. 1. Число протуберанцев зависит от методики наблюдений и обработки. Площадь протуберанцев является более стабильным параметром. Наибольшая площадь протуберанцев наблюдалась в 19-м цикле активности.

Широтно-временное распределение площади протуберанцев, представленное на рис. 2, характеризует основные дрейфы распределения протуберанцев в солнечном цикле. Протуберанцы высокоширотной зоны возникают на фазе спада активности солнечных пятен. До минимума их широта остается почти неизменной, или существует некоторое небольшое уменьшение широты. После минимума встречаемость протуберанцев в полярной зоне сильно увеличивается. Их максимум наступает через 1,5-2 года после максимума пятен. Высокоширотные протуберанцы дрейфуют от средних широт к полюсам,

вместе с дрейфом высокоширотной линии смены знака крупномасштабного магнитного поля.

На средних и низких широтах максимум распределения площади протуберанцев смещается к экватору, вместе с зоной появления групп солнечных пятен. Протуберанцы этой зоны показывают хорошо заметный 11-летний период, их максимум близок к моменту максимума солнечных пятен [6].

Одной из важных характеристик солнечных протуберанцев является их высота. В работе [2] было показано, что закон убывания числа протуберанцев по высоте близок к экспоненциальному распределению. Этот подтверждается по данным кисловодских наблюдений. Вместе с тем параметр высоты протуберанцев тесно связан с солнечной активностью. На рис. 3 представлены значения высот протуберанцев в период 1957-20006 г. Максимальные высоты протуберанцев наблюдались в 19-м цикле активности. В 21 и 23-м циклах активности хорошо заметны два максимума в распределения высоты протуберанцев.

Распределения основных параметров ряда, такие как число, площадь и высоты протуберанцев имеют различный характер зависимости от широты. Так, число протуберанцев имеет двух вершинное распределение с максимумом на широтах около 30 градусов. Эти максимумы, вероятно, обусловлены существованием протуберанцев, связанных с солнечными пятнами. В распределение площади протуберанцев по широте проявляются вторичные максимумы на широтах выше 70-80 градусов. Возможно, это связано характером проекцией полярных зон, поскольку протуберанцы полярной зоны практически всегда видны над лимбом. Распределение высот протуберанцев близко к одновершинному распределению с максимумом вблизи солнечного экватора. Причины существования относительно высоких протуберанцев вблизи экватора, пока мало понятны.

Распределения протуберанцев имеет некоторую асимметрию по северному южному полушариям и на восточном и западном лимбе. На рис. 5 представлены распределения параметров асимметрии, вычисленные для высот протуберанцев на восточном и западном лимбе $K_{EW} = (h_E - h_W)/(h_E + h_W)$ и для северного и южного полушарий $K_{NS} = (h_N - h_S)/(h_N + h_S)$. Для восточно-западной асимметрии наблюдается долговременные модуляции близкие к 22 годам. Наибольшая асимметрия северного и южного полушарий заметна в период минимумов активности, при этом высоты протуберанцев в северном полушарии выше, чем в южном полушарии.

3. ОБСУЖДЕНИЕ

Представленный банк данных солнечных протуберанцев является продолжением работы по формированию банка данных солнечной активности, формируемый по наблюдениям на Горной станции ГАО.

Данный ряд составлен по данным ежедневных наблюдений с 1957 года и характеризуют различные параметры протуберанцев, такие как площадь, высота, яркость и протяженность. Эти данные могут эффективно использоваться для анализа низко и высоко широтной активности, и уточнения топологии смены знака крупномасштабного магнитного поля.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ 06-02-16333, 05-02-16229 и программы "Программы Нестационарные процессы в астрономии".

-
1. R. Ananthakrishnan, Nature **170**, 156, (1952).
 2. R. Ananthakrishnan, Astrophys. J. , **133**, 969, (1961).
 3. R. Ananthakrishnan and P.M. Nayar, Kodaikanal obs., **137**, 194, (1954).
 4. G. Bacchino, Memorie della Societa Astronomia Italiana, **6**, 479, (1933).
 5. V. Dermendzhiev, Astrofizicheskie Issledovaniia, **2**, 8, (1977).
 6. De Jager *Строение и динамика атмосферы Солнца*, М. Изд. Иностран. Лит., 311, (1962).
 7. J. Evershed, Mem. Of the Kodaikanal obs., **1**, 2. (1917).
 8. P.A. Secchi, *Di sone, Braunchweig* , 520, (1872).
 9. M. Waldmeier *Ergebnisse und probleme der sonnenforschung, Leipzig*, , (1955).
 10. M. Waldmaier, Astron. Mitt., **360**, 24, (1978)
 11. М.Н. Гневышев, , Астр. Журн., **40**, 401, (1963).
 12. *Труды ГАО в Пулкове за 1952 -1976 гг.*

DATABASE OF THE SOLAR PROMINENCES ACCORDING TO OBSERVATIONS KISLOVODSK SOLAR STATION

DURING 1957-20026.

S. A. Guseva, Kim Gun-Der, A. G. Tlatov

The daily data solar prominences, observable on Kislovodsk solar station in line H_{α} ($\lambda 6563\text{\AA}$) during the period 1957-2006 yrs. are transferred in an electronic database. Characteristics of these data and also distribution of prominences parameters, such as number, the area, heights prominences on latitudes and time are presented.

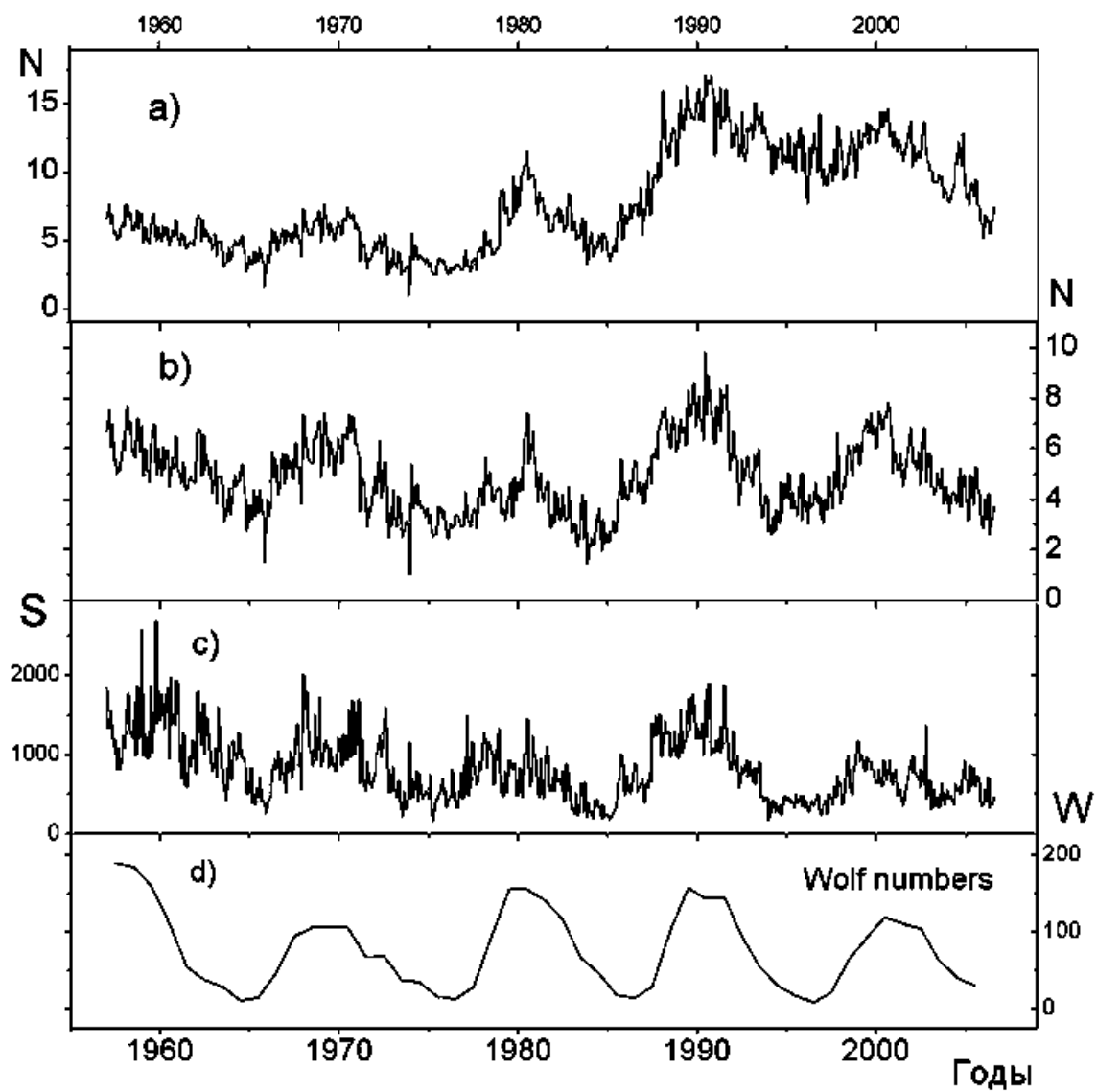


Рис. 1. Среднемесячные значения параметров банка данных протуберанцев: а) среднемесячное число наблюдаемых протуберанцев; б) среднемесячное число протуберанцев с высотой не менее 30 угл. секунд; в) среднемесячное значение площади пробеганцев с высотой не менее 30 угл. секунд; г) среднегодовые числа Вольфа.).

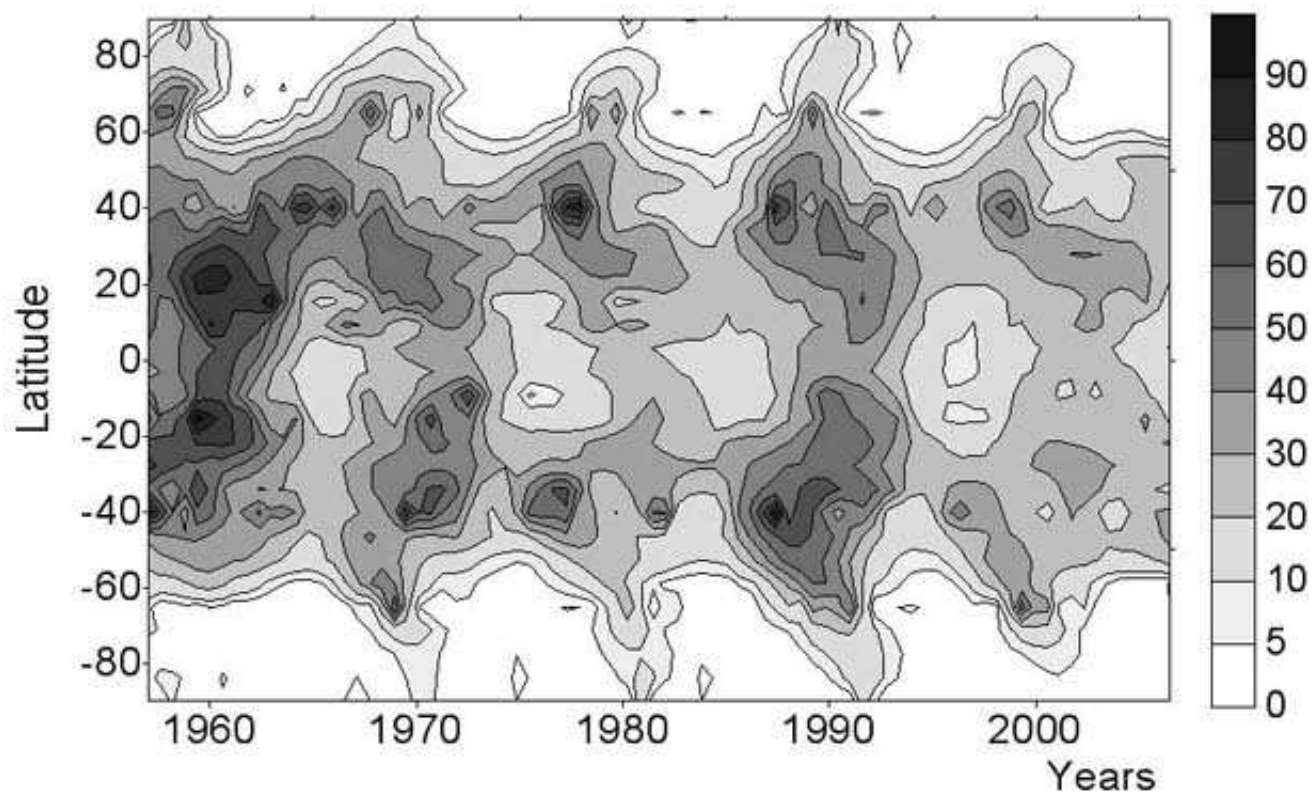


Рис. 2. Широтно-временное распределение площади протуберанцев с высотой не менее 30
угл. секунд.

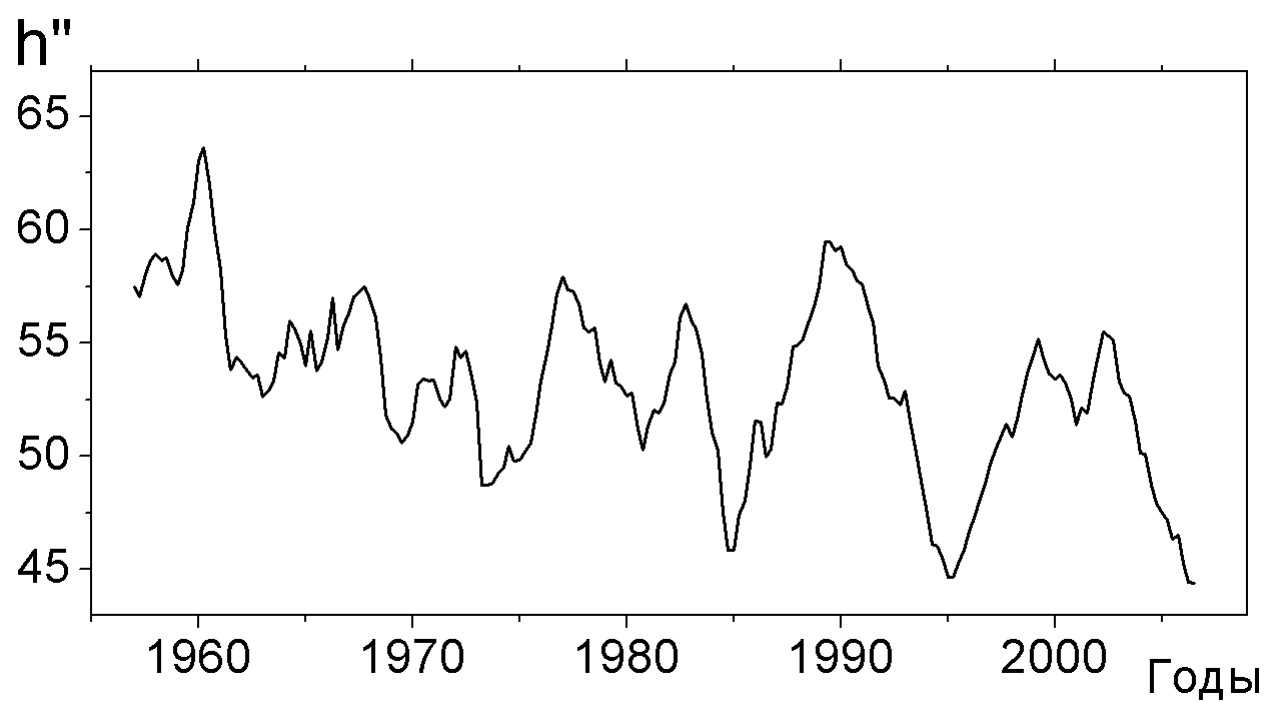


Рис. 3. Изменение высоты протуберанцев в период 1957-2006 годов. Учитывались протуберанцы с высотой не менее 30 угл. секунд. Данные сглажены окном шириной один год.

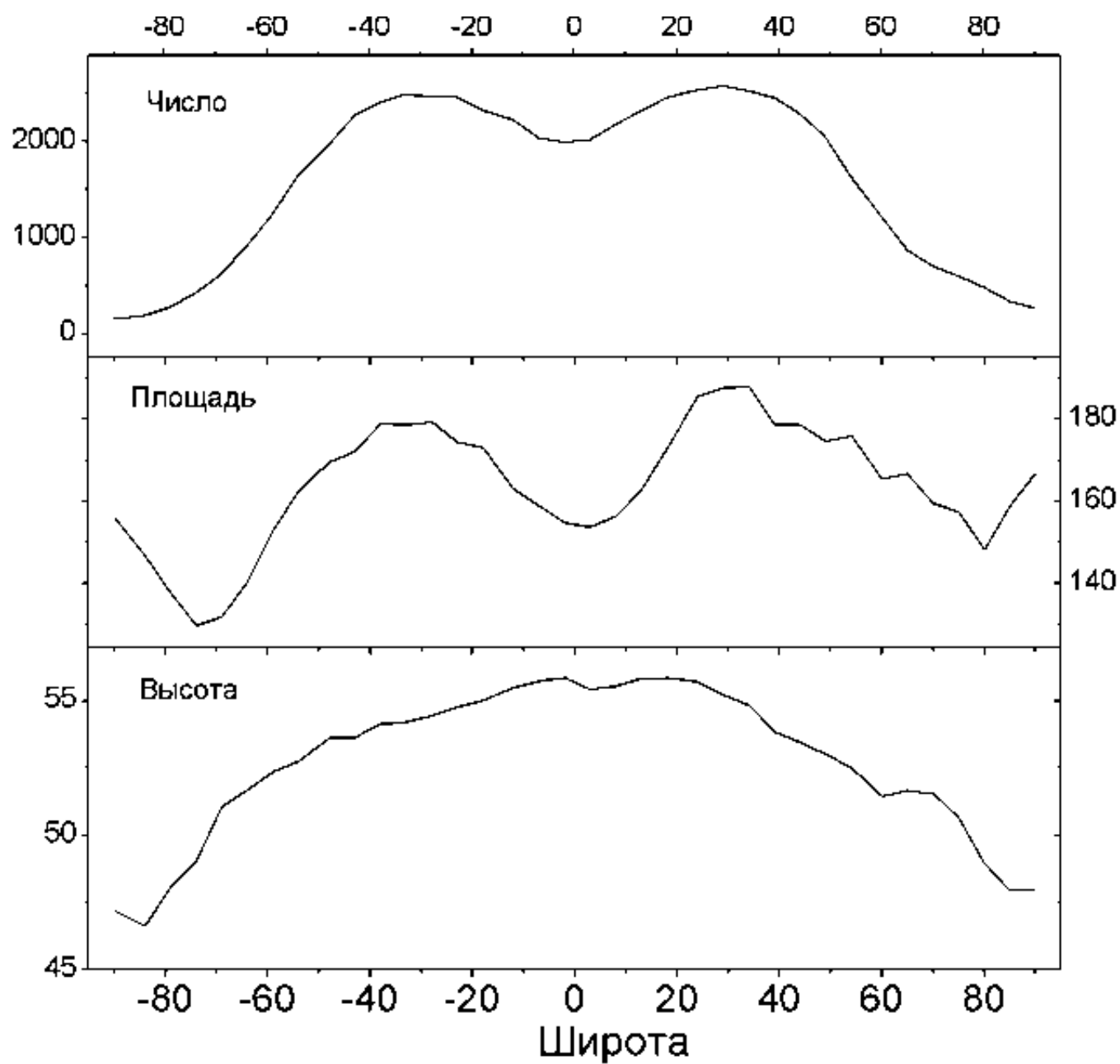


Рис. 4. Распределение числа, площади и высот протуберанцев по широте за период 1957-2006 годов для протуберанцев с высотой выше 30 угл. секунд.

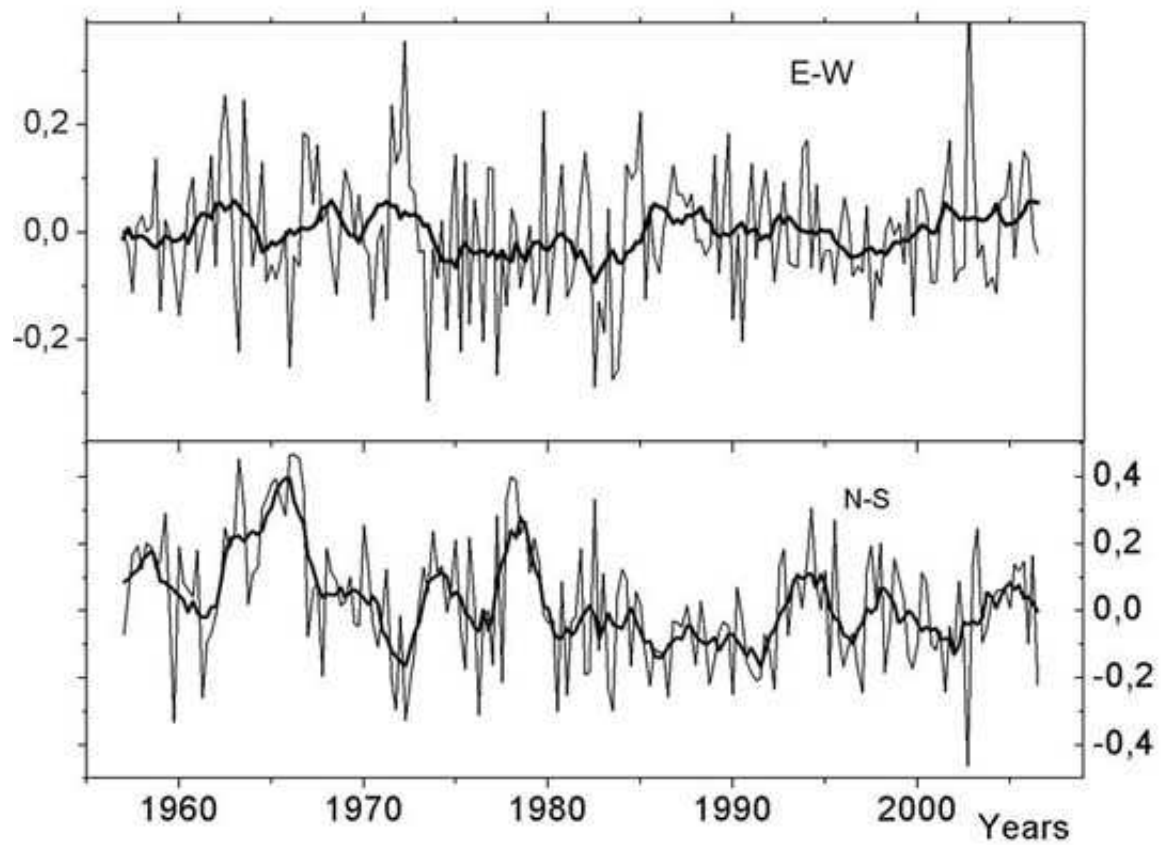


Рис. 5. . Распределение высот протуберанцев по долготе в четных и нечетных циклах активности в северном и южном полушариях.

Спектральные наблюдения солнечного затмения 29.03.2006 в линиях 6374Å и 5303Å

С.А. Гусева,¹ Ким Гун-Дер,¹ А.Г. Тлатов,¹ Ю.В. Платов,² Б.П. Филиппов²

¹*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

²*ИЗМИРАН, Троицк Московской обл., Россия*

Во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года были получены снимки эмиссионной корональной линии $\lambda 6374 \text{ Å}$ (FeX) и хромосферной линии $\lambda 6563 \text{ Å}$ ($H\alpha$) на малом коронографе, и корональной линии $\lambda 5303 \text{ Å}$ (FeXIV) - на большом 53 - см. коронографе, которые установлены на Горной астрономической станции ГАО РАН. Наблюдения велись с момента второго контакта. Исследовались полученные профили линий 6374Å и 5303Å на разных расстояниях от лимба Солнца. Гауссовы профили имеют полуширины ($0,70\text{Å}$ - $1,06\text{Å}$) - для $\lambda 6374 \text{ Å}$, и ($0,64\text{Å}$ - $1,13\text{Å}$) - для $\lambda 5303 \text{ Å}$. Значения кинетической температуры для $\lambda 6374\text{Å}$ - $2,15 \cdot 10^6 \text{ K}$, и $\lambda 5303 \text{ Å}$ - $3,30 \cdot 10^6 \text{ K}$. Турбулентная скорость для $\lambda 6374\text{Å}$ - $18,51 \text{ км/сек}$, и для $\lambda 5303 \text{ Å}$ - $19,71 \text{ км/сек}$. Исследовались интенсивности корональных линий и $H\alpha$ для разных высот над лимбом Солнца.

1. ВВЕДЕНИЕ

Наблюдения во время полного солнечного затмения дают уникальную возможность для исследования внешних слоев атмосферы Солнца - хромосферы и короны. И хотя наблюдения хромосферы и солнечной короны проводятся повседневно, вне солнечных затмений на коронографах, но их оказывается недостаточно, т.к. они позволяют исследовать хромосферу лишь в узких диапазонах спектра, а у короны доступна изучению лишь ее внутренние слои. Во время же полных солнечных затмений видна хромосфера и вся корона. Интересными оказались спектры короны. На фоне непрерывного спектра в 1869 г. обнаружили яркие эмиссионные линии, которые были отождествлены спустя 70 лет в 1939 - 1941гг. Это запрещенные спектральные линии высокоионизованных атомов FeX - FeXIV, NiXII - NiXVI, CaXII - CaXV; самыми яркими являются: зеленая линия FeXIV $\lambda 5303 \text{ Å}$, и красная FeX $\lambda 6374 \text{ Å}$. Для существования этих линий необходи-

мы температуры порядка миллиона градусов. В обычных условиях линии наблюдаются только во внутренней короне, до $0,5 \cdot R_o$ от лимба (при затмении - $1R_o$). Исследование распределения полуширин эмиссионных корональных линий 5303\AA и 6374\AA по интенсивностям представляет собой большой интерес для изучения физических процессов, происходящих в атмосфере Солнца. Оно позволяет судить о распределении температуры и турбулентных скоростей в короне. С начала 21-го века с территории России нельзя было наблюдать ни одного полного солнечного затмения. Полоса полной фазы первого солнечного затмения 29 марта 2006 года началась на восточном побережье Бразилии и закончилась в западной Монголии. Между этими крайними точками тень Луны пересекла восточную оконечность Южной Америки, Атлантический океан, Северную Африку, Средиземное море, территорию Турции и, пройдя через Черное море, вступила на территорию Кавказа. Полоса полной фазы солнечного затмения проходила через Горную астрономическую станцию ГАО РАН, здесь полное солнечное затмение длилось 2,93 мин.

2. ИНСТРУМЕНТЫ И МЕТОДЫ НАБЛЮДЕНИЙ

Для наблюдений использовались:

- 1) Внезатменный малый коронограф с объективом $D = 20$ см. Дифракционный спектрограф с прямой щелью, и дисперсией $14,9\text{\AA}/\text{мм}$. Для съемки использовалась цифровая зеркальная камера Canon-EOS.
- 2) Внезатменный большой коронограф с объективом $D = 53$ см. Дисперсия решетки составляет $0,98\text{\AA}/\text{мм}$. Для наблюдений затмения на Большом внезатменном коронографе на ГАС в течение 2005 года были проведены подготовительные работы сотрудниками ИЗМИРАН. В частности, для улучшения оптических характеристик были отполированы зеркала спектрографа и восстановлено отражающее покрытие всех рабочих зеркал коронографа; проведена юстировка коронографа.

2.1. Спектральные наблюдения на малом коронографе.

На малом коронографе наблюдения велись с момента второго контакта. Щель спектрографа вначале была расположена нормально к краю Солнца, на позиционном угле

второго контакта. Ее расположение относительно позиционного угла во время съемки спектра показано на рис. 1. Получено 6 снимков спектра красной области с разными выдержками от 3 до 25 секунд. Между съемками кадров выключался часовой механизм на 10 сек., а между 3 и 4 кадрами на 16 сек., благодаря этому 4 и 5 кадры оказались над активной областью. Полученные изображения имеют формат *RAW* (3072 x 2048). На 1 и 2 кадре наблюдалась только линия H_α (введем обозначение: $K - 1$, $K - 2$). На 3 кадре - в интервале ($0'' - 70''$) линия $\lambda 6374 \text{ \AA}$ и видна линия $\lambda 6563 \text{ \AA}$ ($K - 3$). 4 кадр охватывает область с линией $\lambda 6374 \text{ \AA}$ до $\sim 1/2R_o$ от лимба Солнца ($K - 4$). На 5 кадре область с линией $\lambda 6374 \text{ \AA}$, в интервале от $20''$ до $0.86R_o$ от лимба ($K - 5$). На 6 кадре корональной линии нет. Спектральные кадры показаны на рис. 2. До и после затмения для калибровки делались снимки центра солнца через девяти ступенчатый ослабитель с теми же выдержками.

2.2. Спектральные наблюдения на большом коронографе.

Калибровка результатов наблюдений. Для абсолютной калибровки регистрировался непрерывный спектр центра диска Солнца вблизи линии 530.3 нм с экспозициями 0.2, 0.4, 0.8 и 1.6 сек. Результаты фотометрических измерения полученных изображений приведены в таблице 1. На Рис. 3 приведена зависимость относительной интенсивности от экспозиции. (Ошибка измерений связана, в основном, с неоднородностью ширины щели по ее длине и неравномерной „запыленности“ дифракционной решетки). Рабочая ширина щели при калибровке и во время наблюдений затмения составляла 0.05 мм. Видно, что с достаточно высокой точностью зависимость величины сигнала от экспозиции имеет линейный характер. Значение интенсивности излучения центра диска Солнца на длине волны 530.3 нм в относительных единицах составляет 21875 ед/пс сек $\pm 7\%$. Во время полной фазы затмения были получены 5 снимков спектра короны с экспозициями 5, 10, 20, 40 и 60 секунд. Первые четыре экспозиции сделаны в области короны, в которой щель спектрографа пересекала лимб Солнца в точке второго контакта (позиционный угол 80° , угол между нормалью к лимбу Солнца и щелью спектрографа 35°). После четвертой экспозиции изображение Солнца было смещено относительно щели спектрографа на 6,4 угловых минут в обратном направлении часового движения (в „минус“ α), (время смещения на диаметр Солнца по $\alpha = 70$ сек: смещение за 15 сек пе-

ред последней экспозицией $\Delta = 6.4$ минуты дуги). Геометрическая картина положения щели спектрографа относительно изображения солнечного диска приведена на Рис. 4. На рисунке: 2к-т - положение лимба Солнца на оправе щели спектрографа во время 2 - го контакта; 3к-т - во время последней экспозиции вплоть до третьего контакта; P - позиционный угол (80° град второй контакт); $Sl(БВК)$ и $Sl(Лио)$ положение щелей спектрографов Большого коронографа и коронографа Лио; $d = 6,4'$ смещение положения Солнца между четвертой и последней экспозициями на БВК. Во время последних экспозиций на БВЛ и Лио щели коронографов „пересекаются“ в точке на высоте $6'$ над лимбом Солнца с позиционным углом $\sim 90^\circ$ (вблизи экватора). Спектры короны, полученные во время затмения, приведены на Рис. 5. Верхний снимок с экспозицией 0.5 сек получен непосредственно перед вторым контактом, последующие снимки получены с экспозициями 5, 10, 20, 40 и 60 сек. Калибровочные снимки и снимки короны во время затмения были получены при закрытой ослабляющей диафрагме. Диаметр отверстий на диафрагме - 10 мм, расстояние между отверстиями (постоянная решетки) - 35 мм, Коэффициент ослабления светового потока - 0,064. На рис. 6 приведены спектры неба вне затмения (фраунгоферов спектр солнечного излучения, рассеянного атмосферой) и спектр короны и неба, полученные во время затмения. Отождествление спектральных линий отмеченных на рис. 6 приведено в таблице 2. На приведенном рис. 6 обращает внимание значительное отличие относительной интенсивности линий поглощения в спектре Солнца и спектре неба, полученном во время затмения. На Рис. 7 приведены фотометрические разрезы этих спектров. В таблице 3 даны относительные интенсивности (почернение) наиболее сильных линий нормированных на линию 5307.37 (FeI).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ОБРАБОТКИ ПОЛУЧЕННЫХ ДАННЫХ НА КОРОНОГРАФАХ ГАС

Исследование физических свойств газа короны основывается на изучении контуров корональных линий. Контуров корональных линий строились различными наблюдателями по материалам затменных и внезатменных наблюдений [2 - 13]. Форму и положение контура линии определяют следующие виды движения: кинетическое движение ионов; турбулентные движения малых элементов; упорядочное движение в отдельных

корональных струях. Все исследования физических свойств газа короны, которые основывались на изучении контуров корональных линий, опирались на предположение о чисто тепловом расширении линий. Для каждой полученной корональной линии с разным шагом по высоте находился профиль. Разрез вдоль корональной линии 6374Å (для K-4) и ее профиль с шагом $3,5''$ вдоль линии показан на рис. 8. В полученный профиль вписывали функцию Гаусса по которой определялась полуширина корональной линии $\lambda 6374\text{Å}$. Уравнение, описывающее колокообразную кривую нормальной (Гауссовской) функции распределения вероятности, следующее:

$$y = y_o + \frac{A}{W\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \cdot \exp^{-\frac{2 \cdot (x-x_0)^2}{W^2}},$$

где y_o - смещение основания; A - амплитуда кривой; w - ширина на половине высоты. Построение контуров показало, что в большинстве случаев, контуры линий близко соответствуют доплеровскому, и симметричны. Однако для участков с малой интенсивностью встречаются явно асимметричные профили. Полученная зависимость полуширины корональной линии $\lambda 6374\text{Å}$ от высоты изображена на рис. 9. Полуширина инструментального профиля составляла $0,317\text{Å}$. Обработка спектров зеленой короны также заключалась в построении фотометрических разрезов вдоль дисперсии на разных высотах. Усреднение проводилось по 10 строкам матрицы. Поскольку при съемке сигнал суммировался по 4 строкам, реальное усреднение проводилось по 40 строкам матрицы. Число строк матрицы 1300, диаметр Солнца на оправе щели 125 мм (1920 угл. сек); размер пикселей 20 мкм. Таким образом столбцы матрицы соответствовали области Солнца размером 400 угл сек, а усреднение по строкам соответствовало усреднению по области размером 12,3 угл сек. Учитывая, что угол между щелью спектрографа и нормалью к лимбу Солнца составлял 35 град, интервал высот, для которых строились фотометрические разрезы 10,1 сек. Полученные фотометрические разрезы численно аппроксимировались функцией Гаусса вида:

$$I(\lambda) = A + B \cdot \exp^{-\frac{(C-l)^2}{D}},$$

где A - величина фона в относительных величинах измерений; B - амплитуда (максимальное значение интенсивности линии над фоном); C - смещение центра линии относительно некоторого репера (реперной пикселей); D - величина (пс^2), характеризующая ширину линии.

На рис. 10 приведен пример фотометрического разреза, аппроксимированного гауссианной, по описанной процедуре. Поскольку корональная линия $\lambda 5303 \text{ \AA}$ блендируется линией $FeI \lambda 5302.31 \text{ \AA}$, параметры гауссианы подбирались не по всему профилю линии, а по участку спектра, включающему красное крыло линии, ее максимум и начало левого крыла. Такая процедура позволяет избежать достаточно неоднозначного учета блендирования путем вычитания спектра неба, и справедлива в предположении, что профиль линии симметричен. Доплеровская температура :

$$T_D = D(\text{в}\text{\AA}) \cdot \left(\frac{c}{\lambda}\right)^2 \cdot \frac{m}{2k}$$

$$\frac{W}{2 \cdot \sqrt{\ln 2}} = \frac{\lambda}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kT_D}{m}} = \frac{\lambda}{c} \cdot \sqrt{\frac{2kT_i}{m} + V_t^2}$$

Нетепловые скорости: $Vt = 0.017\sqrt{(T_D - T_i)}$, в предположении, что $T_i = 1.8 \cdot 10^6$. Результаты измерений $\lambda 5303\text{\AA}$ сведены в таблицу 4, а измерения $\lambda 6374\text{\AA}$ - в таблице 5 (с $T_i = 10^6$). В таблице 4: N - экспозиция и номер разреза; ΔH - интервал высот, по которым проведено усреднение; A - интенсивность фона в относительных единицах измерений и интенсивность в долях интенсивности центра солнечного диска ($\cdot 10^{-6}$); B - интенсивность центра линии в относительных единицах измерений и интенсивность в долях интенсивности центра солнечного диска ($\cdot 10^{-6}$); C - смещение центра линии относительно реперного положения в пс; квадрат „ширины“ линии в пс²; $W(1/2)$ - полуширина линии в \AA ; T_D - температура, соответствующая профилю линии ($\cdot 10^6\text{K}$); V_t - нетепловые (турбулентные) скорости в км/сек; $\Delta\lambda$ - доплеровские смещения центра линии в \AA . Результаты фотометрической обработки спектров 5303\AA представлены в Таблице 6. Поскольку экспозиции 5, 10, 20 и 40 секунд относятся к одной и той же области короны, в таблице первые три значения усреднены по этим четырем снимкам. На Рис. 11 приведено изменение эквивалентной ширины линии $\lambda 5303$ в $\mu\text{\AA}$ с высотой, шаг шкалы - 10 угл. сек. Интенсивность корональной линии $\lambda 6374 \text{ \AA}$ и хромосферной линии $\lambda 6563 \text{ \AA}$ для разных высот над лимбом Солнца показана на рис. 12

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Во время полного солнечного затмения 29.03.2006г. были получены снимки эмиссионной корональной линии 6374\AA на малом коронографе, и корональной линии 5303\AA - на большом 53 - см. коронографе. Наблюдения велись с момента второго контакта.

Исследования профилей этих линий на разных расстояниях от лимба Солнца показало, что кроме симметричных и близких к доплеровским контурам, встречаются асимметричные, которые свидетельствуют о том, что в образовании этих контуров играет роль и движения отдельных элементов коронального газа. Построение контура $\lambda 5303 \text{ \AA}$ встречает большие трудности из-за того, что на фиолетовое крыло этой линии налагается фраунгоферова линия $\lambda 5302,31 \text{ \AA}$ в спектре ореола. Гауссовы профили имеют полуширины ($0,70 \text{ \AA}$ - $1,06 \text{ \AA}$) - для $\lambda 6374 \text{ \AA}$, и - ($0,64 \text{ \AA}$ - $1,13 \text{ \AA}$) - для $\lambda 5303 \text{ \AA}$. Значения кинетической температуры для $\lambda 6374 \text{ \AA}$ изменяется в пределах $(1,35 \cdot 10^6 - 3,07 \cdot 10^6)^\circ \text{K}$, и для $\lambda 5303 \text{ \AA}$ - $(2,02 \cdot 10^6 - 7,31 \cdot 10^6)^\circ \text{K}$. Расширение линий в короне обусловлено в значительной мере турбулентными движениями со скоростями $(10,13 - 24,76) \text{ км/сек}$ ($\lambda 6374 \text{ \AA}$), и $(8 - 35) \text{ км/сек}$ ($\lambda 5303 \text{ \AA}$). Полученные полуширины линии над активной областью (K4) показали самые высокие температуры и турбулентные скорости.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Грантов РФФИ: 05-02-16229, 06-02-16333 и РФФИ: 06-02-16424, 06-02-31002. И программы "Программы Нестационарные процессы в астрономии".

-
1. Таблицы спектральных линий: ChMoore Atlas SolarLines Table.dat
 2. Jagdev Singh, Kiyoshi Ichimoto, Hideki Imai and Takashi Sakurai, Astron. Soc, Japan, **51**, 269-276, (1999).
 3. Jagdev Singh, Bappu M. K. V. and Saxena A. K., Astrophys. J. , **3**, 249-266, (1982).
 4. Loic Contesse, Koutchmy S. and Viladrich Ch., Annales Geophysicae, (2004).
 5. Nikolsky G.M., Gulyaev R.A., Nikolskaya K.I., Solar Phys., **21**,2, 332. (1971).
 6. Kim I.S., Nikolsky G.M., Solar Phys., **43**, 2, 351-358, (1971).
 7. Tetrushvili E.I., Solar Phys., **54**, 135-138, (1977).
 8. Tokio Tsubaki, Solar Phys., **43**, 147-175, (1975).
 9. Делоне А.Б., Макарова Е. А., Астрон. циркуляр, **772**, 1-2, (1973).
 10. Ким И.С., Астрон. циркуляр, **731**, 7-8, (1972).
 11. Макарова В.В., Макаров В.И., Никольский Г.М., Астрон. ж., **48**, 2, 360-364, (1972).

12. Тетрушвили Э.И., Бюл. Абастуман. астрофиз. обсерв., **46**, 185-188, (1975).
13. Тягун Н.Ф., Степанов В.Е., Солнеч. данные, N2, 56-64, (1975).

SPECTRAL OBSERVATIONS OF AN ECLIPSE OF THE SUN 29.03.2006 IN A LINE 6374Å AND 5303Å

S. A. Guseva, Kim Gun-Der, A.G. Tlatov, Yu. V. Platov, B. P. Filippov

Images emission of coronal lines 6374Å (FeX) and 5303Å (FeXIV) are received during a total solar eclipse 29.03.2006. These images are received on small coronagraph (6374Å) and big coronagraph (5303Å) on Kislovodsk solar station of the Pulkovo observatory. Observations were carried out at different heights above limb the Sun. Structures of spectral lines, temperatures and turbulent velocity are determined.

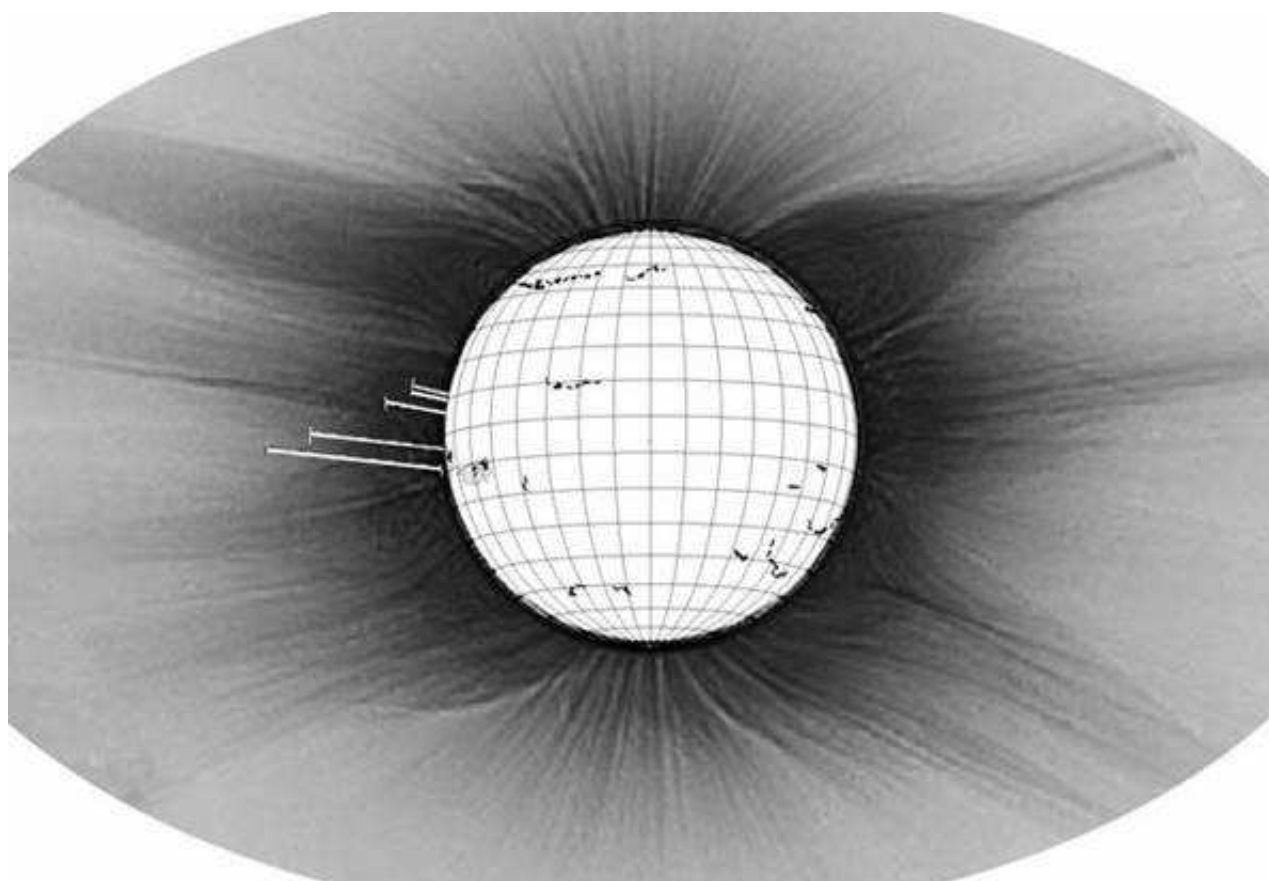


Рис. 1. Изображение Солнечной короны во время затмения с расположением щели спектрографа на малом коронографе для каждого кадра.

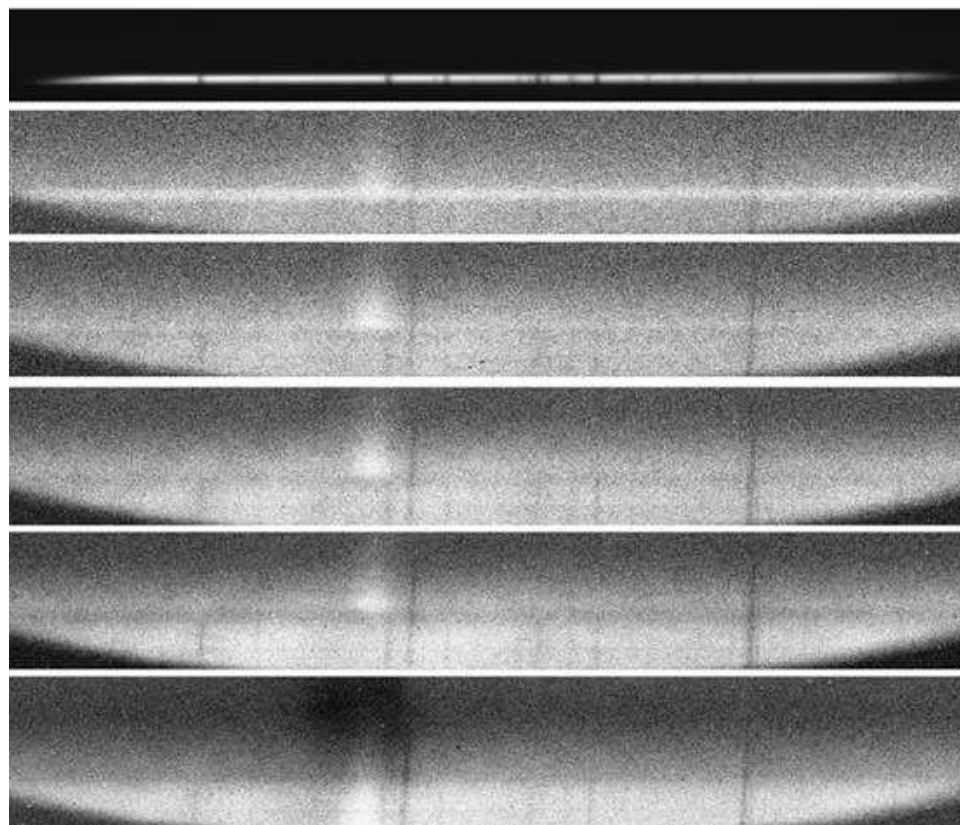


Рис. 5.

Таблица 1. Результаты фотометрических измерений

Экспозиция, Относитель. Ошибка,		
сек.	интен-ть	%
0.2	4800	15
0.4	9050	7
0.8	17700	5
1.6	36050	5

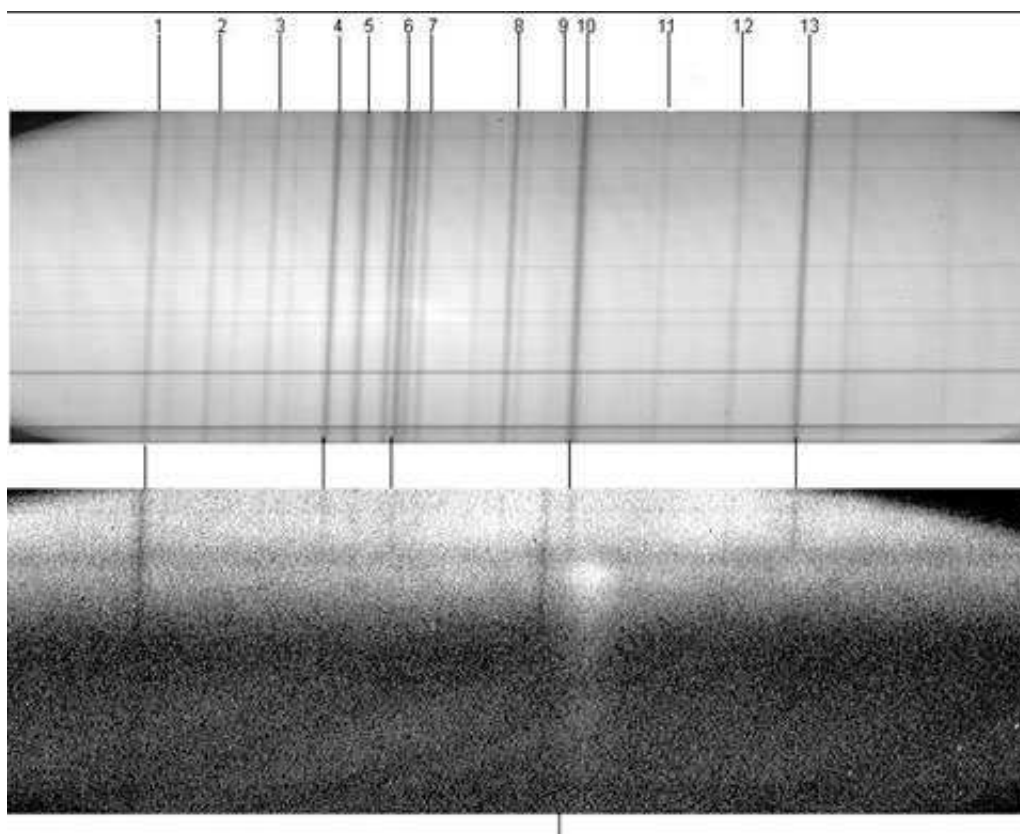


Рис. 6.

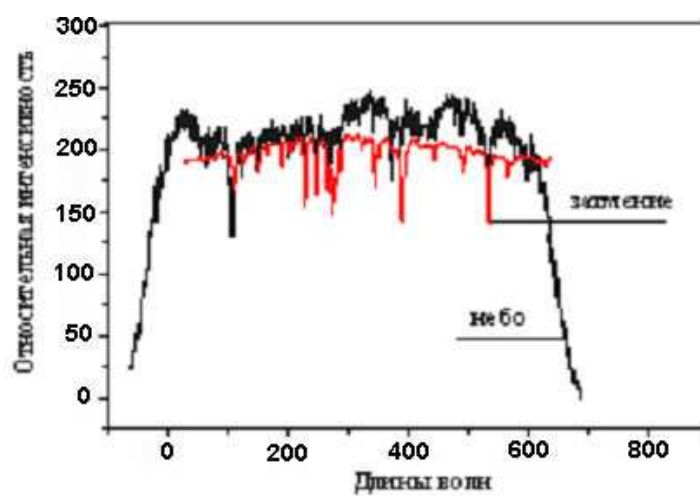


Рис. 7.

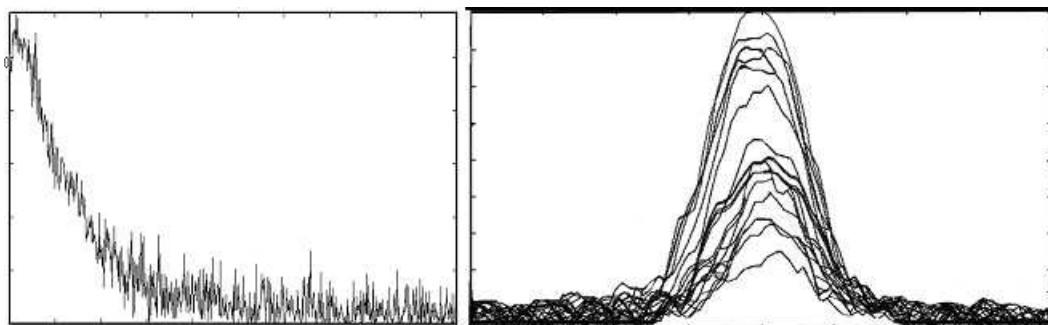


Рис. 8. Разрезы корональной линии $\lambda 6374 \text{ \AA}$. (K-4)

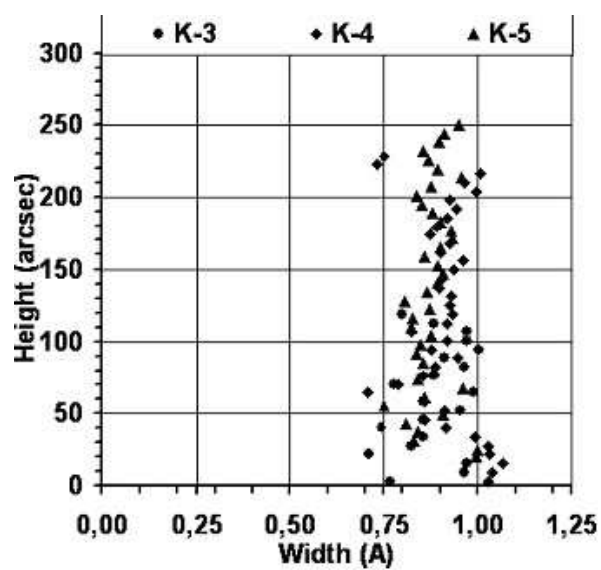


Рис. 9. Зависимость полуширины корональной линии $\lambda 6374 \text{ \AA}$ от высоты над лимбом Солнца.

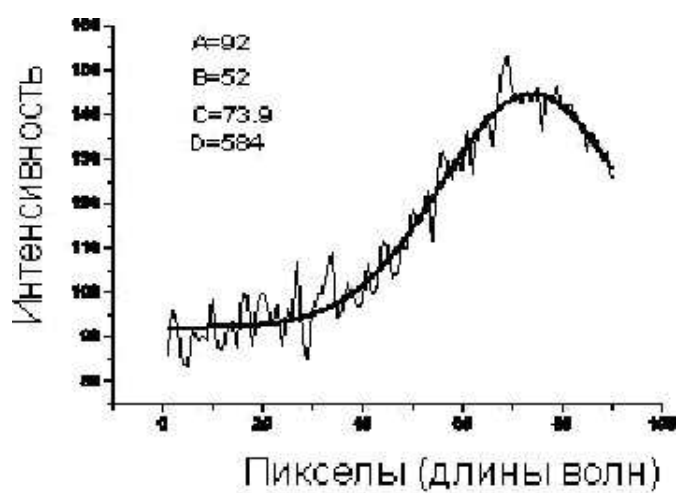


Рис. 10.

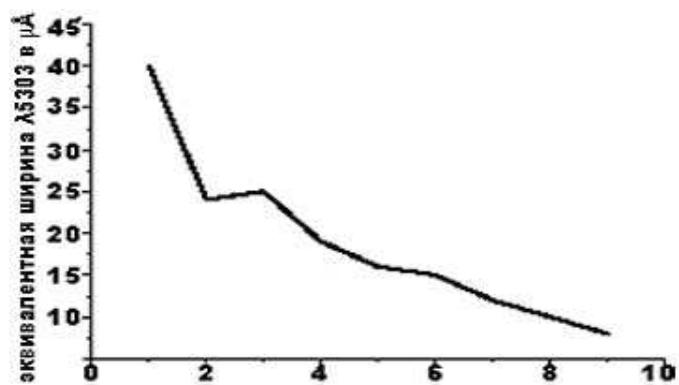


Рис. 11.

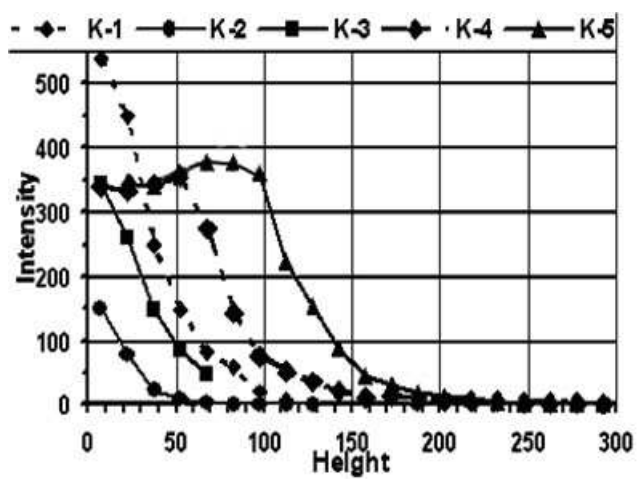


Рис. 12. Зависимость интенсивности корональной линии $\lambda 6374 \text{ \AA}$ и хромосферной линии $\lambda 6563 \text{ \AA}$ от высоты над лимбом Солнца (")

Таблица 2. Отождествление спектральных линий

№	Полож. линии, (пс)	Длина волны, (Å)	Хим.элемент. спектр. линии	Интен-ть по таб-це
1	1260	5292.59	FeI	36
2	1191	5293.96	FeI	29
3	1122	5295.32	FeI	27
4	1051	5296.7	CrI	95
5	1019	5297.38	CrI	87
6	973	5298.28	CrI	110
7	947	5298.78	FeI	46
8	848	5300.75	CrI	56
9	795	5301.05	CoI	21
10	767	5302.31	FeI	157
11	672	5304.19	CrI	14
12	588	5305.87	CrII	25
13	511	5307.37	FeI	86

Таблица 3. Относительные интенсивности линий нормированных на линию 5307.37 (*FeI*).

№ линии	Длина волны	Эле- мент	Относит. интен.-1	Относит. интен.-2
1	5292.59	FeI	0.48	1.25
8	5300.75	CrI	0.63	0.42
9	5301.05	CoI	0.11	0.9
10	5302.31	FeI	1.2	0.52
12	5305.87	CrII	0.35	0.43
13	5307.37	FeI	1	1

Таблица 4. Результаты измерений $\lambda 5303 \text{ \AA}$

N	ΔH	A	B	C	D	$W(1/2)$	T_D	V_t	$\Delta\lambda$
5,1	0 – 10''	15,2; 2,22	9,2; 1,34	75,5	710	0,73	3,05	19,3	-0,2
5,2	10 – 20''	10,3; 1,61	6,0; 0,88	73,4	802	0,77	3,44	22,2	-0,18
5,3	20 – 30''	6,0; 0,88	4,1; 0,60	67,8	1703	1,13	7,31	40,0	-0,03
10,1	0 – 10''	30,5; 2,23	19,2; 1,40	74,9	732	0,74	3,14	20,0	-0,18
10,2	10 – 20''	21,7; 1,59	15,7; 1,15	74,5	844	0,79	3,62	23,3	-0,17
10,3	20 – 30''	13,8; 1,01	10,6; 0,77	72,3	1056	0,89	4,53	28,6	-0,12
20,1	0 – 10''	53,7; 1,96	27,1; 0,99	75,0	730	0,74	3,13	20,0	-0,18
20,2	10 – 20''	43,1; 1,57	26,1; 0,95	73,1	776	0,76	3,33	21,4	-0,14
20,3	20 – 30''	29,3; 1,07	17,3; 0,63	73,7	919	0,83	3,94	25,3	-0,16
40,1	0 – 10''	89,6; 1,64	28,1; 1,48	77,9	552	0,64	2,37	13,1	-0,24
40,2	10 – 20''	79,8; 1,46	42,0; 0,77	73,4	746	0,75	3,2	20,5	-0,15
40,3	20 – 30''	53,0; 0,97	28,5; 0,52	70,0	1310	0,99	5,62	33,8	-0,08
60,0	330 – 340''	105,4; 1,29	90,7; 1,11	61,1	826	0,92	3,54	22,8	0,06
60,0	340 – 350''	106,3; 1,29	71,5; 0,87	62,2	561	0,56	2,41	13,5	0,04
60,1	350 – 360''	105,0; 1,28	66,5; 0,81	61,8	610	0,79	2,62	15,7	0,04
60,2	360 – 370''	102,8; 1,25	56,2; 0,68	61,1	499	0,72	2,14	10,1	0,06
60,3	370 – 380''	84,8; 1,04	49,0; 0,60	63,6	471	0,69	2,02	8,1	0
60,4	380 – 390''	64,6; 0,79	40,9; 0,50	65,3	592	0,78	2,54	14,9	-0,02
60,5	390 – 400''	43,6; 0,53	31,2; 0,38	67,3	620	0,80	2,66	16,0	-0,07
60,6	400 – 410''	32,5; 0,40	27,3; 0,33	61,7	545	0,55	2,34	12,7	0,04
60,7	410 – 420''	22,0; 0,27	22,8; 0,27	62,6	544	0,55	2,34	12,7	0,07

Таблица 5. Результаты измерений $\lambda 6374 \text{ \AA}$

	К3	(эксп.	10^S)	К4	(эксп.	15^S)	К5	(эксп.	25^S)
<i>hlimb</i>	$W(1/2)$	T_D	V_t	$W(1/2)$	T_D	V_t	$W(1/2)$	T_D	V_t
(sec)	(\AA)	($\cdot 10^6$)	(км/с)	(\AA)	($\cdot 10^6$)	(км/с)	(\AA)	($\cdot 10^6$)	(км/с)
3,1	0,77	1,60	13,33	1,03	2,86	23,49	—	—	—
9,1	0,97	2,52	21,26	1,04	2,92	23,85	—	—	—
15,2	0,97	2,55	21,46	1,06	3,07	24,76	—	—	—
21,3	0,71	1,36	10,39	1,03	2,88	23,63	0,99	2,68	22,32
27,4	0,83	1,84	15,83	1,03	2,85	23,45	1,00	2,70	22,44
33,5	0,85	1,98	17,02	0,99	2,66	22,20	0,83	1,87	16,03
39,6	0,74	1,50	12,14	0,92	2,27	19,40	0,84	1,91	16,47
45,7	0,85	1,98	17,02	0,86	2,00	17,27	0,81	1,78	15,20
51,8	0,95	2,47	20,85	0,91	2,24	19,19	0,91	2,23	19,09
57,9	0,85	1,98	17,02	0,86	2,00	17,27	0,75	1,52	12,48
64,0	0,99	2,65	22,11	0,70	1,35	10,13	0,86	2,00	17,24
70,1	0,78	1,65	13,85	0,79	1,69	14,30	0,96	2,49	21,06
76,2	—	—	—	0,85	1,98	17,02	0,84	1,92	16,54
82,3	—	—	—	0,89	2,14	18,39	0,88	2,12	18,22
94,5	—	—	—	0,88	2,08	17,93	0,84	1,91	16,39
100,6	—	—	—	0,92	2,28	19,49	0,85	1,95	16,80
106,7	—	—	—	0,82	1,84	15,81	0,88	2,09	17,95
112,8	—	—	—	0,92	2,29	19,57	0,82	1,84	15,80
124,9	—	—	—	0,92	2,31	19,75	0,87	2,07	17,78
131,1	—	—	—	0,93	2,34	19,94	0,80	1,76	14,97
137,2	—	—	—	0,90	2,18	18,70	0,87	2,03	17,47
143,3	—	—	—	0,90	2,21	18,98	0,89	2,16	18,58
149,4	—	—	—	0,94	2,37	20,17	0,91	2,23	19,11
161,7	—	—	—	0,90	2,19	18,83	0,86	2,00	17,19
167,7	—	—	—	0,93	2,32	19,79	0,90	2,20	18,84
173,8	—	—	—	0,87	2,06	17,76	0,93	2,35	20,01
179,9	—	—	—	0,89	2,15	18,51	0,93	2,33	19,85
185,9	—	—	—	0,92	2,28	19,50	0,90	2,20	18,87
192,1	—	—	—	0,94	2,41	20,42	0,88	2,10	18,04
204,2	—	—	—	0,99	2,68	22,30	0,84	1,90	16,32
210,3	—	—	—	0,97	2,52	21,26	0,88	2,08	17,91

Таблица 6. Фотометрическая обработка 5303Å

Интервал высот, Δh	Интен-ть фона	Интен-ть линии, ампл.	Интеграль. интен-ть	Эквива- лентная ширина, $W \mu\text{Å}$	Экспо- зиции, сек
0 – 10''	2	1,3	0,059	2,7	5,10,20,40
10 – 20''	1,55	0,94	0,046	2,1	
20 – 30''	0,98	0,63	0,036	1,67	
330 – 340''	1,29	1,11	0,056	2,56	60
340 – 350''	1,29	0,87	0,034	1,54	
350 – 360''	1,28	0,81	0,035	1,6	
360 – 370''	1,25	0,68	0,027	1,22	
370 – 380''	1,04	0,6	0,22	1,03	
380 – 390''	0,79	0,5	0,021	0,96	
390 – 400''	0,53	0,38	0,017	0,77	
400 – 410''	0,4	0,33	0,013	0,64	
410 – 420''	0,27	0,27	0,011	0,51	

Динамика вращения зеленой короны на разных фазах 11-летнего солнечного цикла

Р.Н. Ихсанов¹ В.Г. Иванов¹

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

Исследование вращения Солнца, по данным об интенсивности зеленой короны (ЗК), проводилось на основе сводных рядов Рыбанского и Тлатова, охватывающих период 1939-2001 г.г. Несмотря на заметное различие этих рядов (как было показано нами ранее), оба ряда дают, в основном, сходные величины скоростей вращения короны.

Показано, что дифференциальность вращения ЗК на фазе I, охватывающей отрезок времени $\pm 2-3$ года от максимума 11-летнего цикла, существенно выше, чем в остальное время цикла (фаза II). Найден ряд особенностей во вращении ЗК от цикла к циклу, в том числе показано, что на фазе I проявляется 22-хлетняя цикличность.

Для понимания природы солнечной активности и солнечного магнетизма одной из важнейших задач является выяснение законов вращения как внешних, так и внутренних слоев Солнца, на что указывает, кроме всего прочего, и огромное число работ, посвященных данной тематике. Для ознакомления хотя бы с некоторыми из них можно обратиться к обзорам, приведенным, например, в работах [1–4]. Представляется актуальным выяснение особенностей вращения Солнца на разных гелиоширотах в зависимости от широтно-временной эволюции крупномасштабного магнитного поля (КМП) в течение 11-летнего цикла солнечной активности.

Как нами ранее было показано [5, 6], циклическая эволюция КМП может быть разделена на две фазы, существенно отличные друг от друга. На фазе I, охватывающей отрезок времени $\pm 2-3$ года от максимума 11-летнего цикла, происходит заметное колебание со временем нейтральной линии магнитного поля, включая смену полярности. В остальное время цикла (фаза II) в каждом полушарии преобладает КМП одной полярности. Для решения этой задачи желательно использовать наблюдательные данные, охватывающие по возможности все гелиошироты и составляющие достаточно длинный

временной ряд.

Лучше всего этим критериям в настоящее время соответствует ряды интенсивности зеленой короны (ЗК) в линии Fe XIV 5303 Å, позволяющие провести исследование вращения в нижних слоях солнечной короны.

Исходным материалом для исследования дифференциального вращения Солнца на фазах I и II КМП послужили данные об интенсивности ЗК, приведенные в сводных каталогах Рыбанского и Тлатова, охватывающие период 1939–2001 гг. Сравнение данных этих двух рядов и их соотношение было проведено в [7]. С помощью преобразования Фурье, мы выделили все моды вращения в интервале периодов от 25 до 33 суток для каждого цикла с шагом по гелиошироте в 5 и 15 градусов. В качестве примера на рис. 1 представлены результаты расчетов для 21-го цикла в 15-градусных интервалах гелиоширот. При этом фаза I охватывает 1977–1982 гг., а фаза II — 1983–1986 гг. Сравнение рис. 1a (ряд Рыбанского) и рис. 1b (ряд Тлатова) показывает хорошее согласие положения двух основных мод вращения, но положение доминирующего пика совпадает не всегда. Так, если в северном полушарии и частично (до -45°) в южном доминирующие пики совпадают, то на широтах выше -45° первый и второй по высоте пики (моды) в (a) и (b) меняются местами, что приводит на этих гелиоширотах к увеличению периода вращения в ряде (b). Фитирование проводилось по двум первым модам с весами, пропорциональными их амплитудам. Численно сидерическую скорость вращения (ω) по данным с шагом по гелиошироте в 5 градусов можно представить в случае ряда Тлатова в виде $\omega = 14.00(8) - 1.9(4) \sin^2 \theta + 1.2(4) \sin^4 \theta$ град/сут, а в случае ряда Рыбанского — $\omega = 14.21(8) - 1.9(4) \sin^2 \theta + 1.2(4) \sin^4 \theta$, где цифры в скобках — стандартные отклонения в единицах последней значащей цифры.

В случае фазы II (рис. 1c и d), напротив, большие различия между спектрами (c) и (d) наблюдаются в высоких широтах северного полушария, а доминирующие пики на широтах до высот $\pm 60^\circ$ показывают хорошее согласие. Ряды (c) и (d) могут быть представлены в виде $\omega = 14.38(6) - 0.1(4) \sin^2 \theta - 0.4(4) \sin^4 \theta$ и $\omega = 14.41(5) - 0.1(3) \sin^2 \theta - 0.3(3) \sin^4 \theta$ соответственно. Таким образом, оба ряда показывают на фазах I и II существенно разное вращение короны. При этом на фазе I в 21-м цикле наблюдается значительное дифференциальное вращение, хотя меньшее, чем в пятнах. В то же время на фазе II вращение ЗК можно считать твердотельным. Подобная картина наблюдается и в других рассмотренных нами 11-летних циклах. Поэтому, чтобы отчетли-

вее выделить найденную закономерность, по всем имеющимся циклам были вычислены средние скорости вращения для фазы I и II по данным с шагом по гелиошироте 15° . На рис. 2 по данным ряда Тлатова представлена зависимость скорости вращения (ω) от широты, осредненный по обоим полушариям: квадраты соответствуют фазе I, а кружки — фазе II. Полученные зависимости можно аппроксимировать выражениями $\omega = 14.45 - 2.56 \sin^2 \theta + 1.07 \sin^4 \theta$ и $\omega = 14.37 - 0.73 \sin^2 \theta + 0.23 \sin^4 \theta$ для фаз I и II соответственно. Из рис. 2 и этих выражений следует, что на фазе I на широтах $\pm 0-45^\circ$ вращение почти такое же, как для пятен, в то время как на фазе II оно близко к твердотельному вращению. На широтах выше $45^\circ-50^\circ$ на обеих фазах 11-летнего цикла вращение становится твердотельным, однако на фазе I период вращения составляет около 30 суток, а на фазе II он равен в среднем 28 суткам. Учитывая эту особенность высокоширотного вращения, можно на фазе I и II провести еще большее усреднение, взяв диапазоны широт $0^\circ-45^\circ$ $45^\circ-90^\circ$, и это позволяет уверенно усмотреть тенденцию изменения вращения короны от цикла к циклу. Результаты такого усреднения были приведены как для ряда Тлатова, так и для ряда Рыбанского. Из результатов следует, что только в шести случаях из сорока различия в периоде между усредненными скоростями вращения ЗК для рядов Тлатова и Рыбанского превосходят 0.5 суток. Это указывает на определенную надежность усредненных значений скоростей вращения ЗК. В соответствии с Таблицей 1, средний период вращения по всем циклам представлен на рис. 2 штриховой линией: слева для ряда Тлатова и справа — для ряда Рыбанского. Между ними имеется различие, не превышающее, однако, 0.5 суток. Сравнение приведенных в таблице периодов вращения в четных и нечетных циклах показывает, что, по-видимому, на высоких широтах на фазе I наблюдается тенденция к увеличению периода вращения в четных циклах относительно нечетных, а на фазе II такой тенденции не имеется.

Итак, существенное различие в эволюции КМП на фазах I и II сопровождается также и различием в поведении вращения ЗК с гелиоширотой. В эпоху 11-летнего цикла, соответствующую фазе II, дифференциальность вращения в среднем значительно ниже, чем во время фазы I. Все это указывает на усиление меридиональных связей в конвективной зоне на фазе II для широт меньших 45° , а на фазе I — на их разрушение и преобладание долготных связей. Такое поведение дифференциального вращения согласуется с преобладанием на этих фазах разных типов магнитных полей — полоидального и тороидального, как и в случае с вращением, полученным по пятнам [8]. В

районе широт выше $\pm 45^\circ$ – 50° в характере вращения ЗК, как правило, наблюдается резкий переход к более твердотельному вращению. Эти положения находятся в хорошем согласии с результатами, полученными по исследованию вращения корональных дыр [9, 10].

-
1. Ихсанов Р.Н. Витинский Ю.Н. // Изв. ГАО, 1982, №199, с.78.
 2. Beck John G. // Solar Phys., 2000, v.191, p.47.
 3. Бадалян О.Г. Обридко В.Н., Сикора Ю. // АЖ, 2006, т.83, №4, с.352.
 4. Тлатов А.Г. // АЖ, 2006, т.83, №4, с.368.
 5. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Труды международной конференции "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля Пулково, Санкт-Петербург, 2001, с.181.
 6. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Изв. ГАО РАН, 2002 т.216, с.531.
 7. Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г. // Труды международной конференции "Солнечная активность и космические лучи Пулково. Санкт-Петербург, 2002, с.203.
 8. Ихсанов Р.Н. Витинский Ю.Н. // Доклады АН СССР, 1980, т.2245, №3, с.577.
 9. Иванов В.Г., Ихсанов Р.Н. // Труды международной конференции "Современные проблемы солнечной цикличности Пулково, Санкт-Петербург, 1997, с.81.
 10. Ikhsanov R.N. and Ivanov V.G. // Solar Physics, 1999, v.188, p.245.

DYNAMICS OF THE GREEN CORONA ROTATION ON DIFFERENT PHASES OF THE 11-YEAR SOLAR CYCLE

R. N. Ikhsanov and V. G. Ivanov

Investigation of solar rotation according to data on the green corona (GC) intensities is made on the base of the combined series of Rybansky and Tlatov, which include the time range 1939–2001. In spite of notable difference in these series (as we have demonstrated previously), both series lead to basically similar solar corona rotation speed.

We demonstrate that the rotation of the GC on phase I, which includes the time range $\pm 2\text{--}3$ years from maxima of solar cycles, is essentially more differential than in the rest of the time in the cycles (phase II). We describe some distinctive feature of the GC rotation in different solar cycles. In particular, we demonstrate that a 22-year cyclic recurrence manifests on phase I.

Таблица 1.

Фаза	Рыбанский				Тлатов			
	$+90^{\circ}:+45^{\circ}$	$+45^{\circ}:0^{\circ}$	$0^{\circ}:-45^{\circ}$	$-45^{\circ}:-90^{\circ}$	$+90^{\circ}:+45^{\circ}$	$+45^{\circ}:0^{\circ}$	$0^{\circ}:-45^{\circ}$	$-45^{\circ}:-90^{\circ}$
I	29.5	27.2	27.3	29.8	29.4	27.7	27.4	30.6
II	28.3	27.1	27.0	28.4	27.7	27.2	27.2	28.2
I (четные)	29.3	27.3	27.0	30.7	30.0	28.2	27.1	30.9
I (нечетные)	28.0	27.0	27.8	28.5	28.5	26.9	27.1	30.0
II (четные)	28.2	27.2	27.2	27.9	28.0	27.2	27.1	28.0
II (нечетные)	28.1	27.2	27.2	29.0	27.2	27.2	27.3	28.4

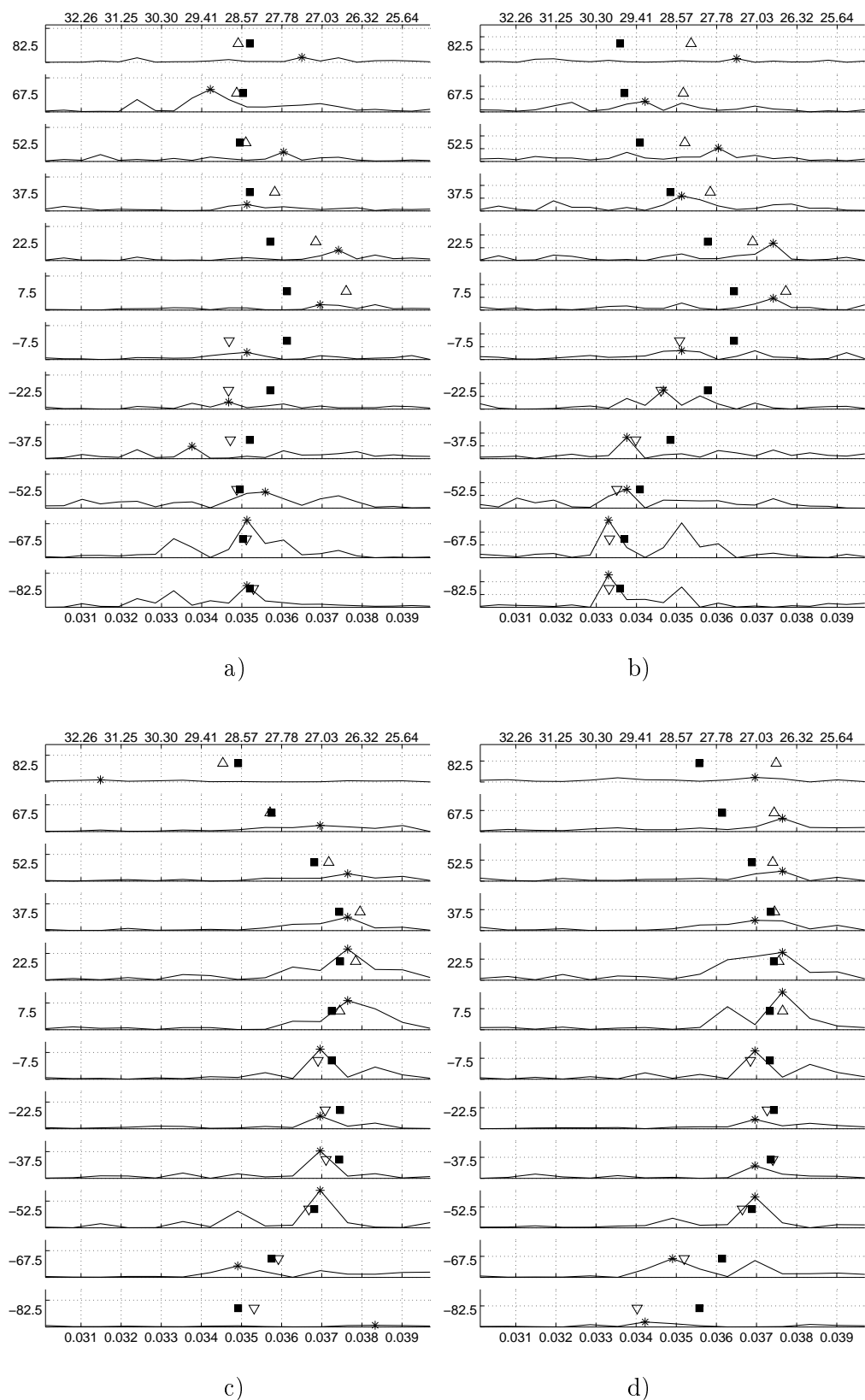


Рис. 1. Спектры Фурье мод вращения ЗК для 21 цикла: а) Рыбанский, фаза I, б) Тлатов, фаза I, в) Рыбанский, фаза II, г) Тлатов, фаза II. Символами показаны аппроксимирующие кривые, проведенные по максимальным пикам, черные квадраты соответствуют зависимости для обоих полушариям, треугольники — отдельным полушариям. Нижняя ось каждого графика соответствует частотам в обратных сутках, верхняя — периодам в сутках.

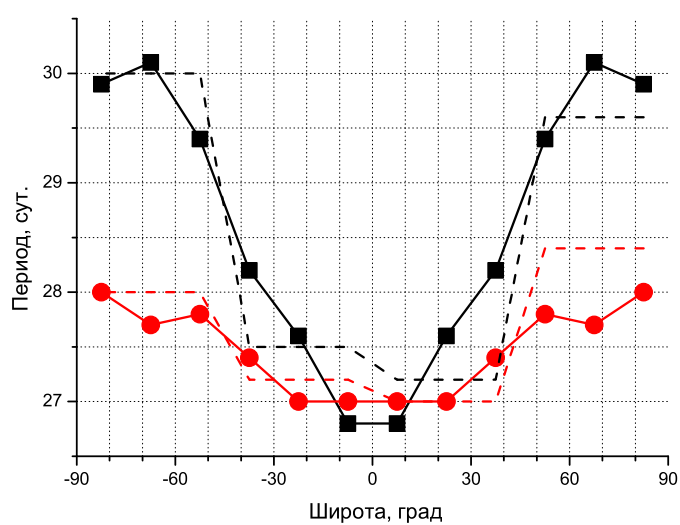


Рис. 2. Зависимость скорости вращения от широты по данным ряда Тлатова, квадраты — фаза I, кружки — фаза II, штриховая линия — средний период вращения для тех же фаз, усредненный по 45-градусным диапазонам для ряда Тлатова (слева) и Рыбанского (справа)

Цвет структур "белой" короны по наблюдениям во время полных солнечных затмений

Н.Л. Крусанова,¹ М.Ю. Крюкова,¹ Т.А. Бируля,¹

М.В. Павлов,¹ А.О. Юферев,¹ В.К. Хондырев¹

¹*Государственный астрономический ин-т им. П.К. Штернберга*

МГУ им. М.В. Ломоносова, Университетский пр., 13, Москва 119992, Россия

Обсуждается новый метод визуализации в оптическом диапазоне спектра направленных потоков электронов внутренней короны, основанный на сравнительном анализе цвета корональных структур. До настоящего времени вопрос о цвете "белой" короны остается открытым вследствие неоднозначности абсолютной калибровки, трудностей учета вклада цвета затменного неба и инструментального фона. Введение относительного показателя цвета C , применение количественной цветной фотометрии и специального алгоритма компьютерной обработки цветных изображений "белой" короны 29 марта 2006 г. позволило нам построить распределение C в картинной плоскости и выявить в корональных структурах преимущественное "посинение" вблизи лимба и "покраснение" с удалением от Солнца. Полученные различия цвета объясняются в рамках эффекта Доплера.

1. ВВЕДЕНИЕ

"Белая" корона, согласно устоявшейся терминологии, — это корона, излучающая в непрерывном спектре видимого и ближнего инфракрасного диапазонов. До расстояний $1.5 R_{\odot}$ (радиусов Солнца, отсчитываемых от центра диска Солнца) в излучении короны преобладает K —компонента, представляющая собой рассеяние излучения фотосферы на свободных электронах. Можно было бы ожидать, что в силу своей природы цвет K —компоненты подобен солнечному. Второй составляющей "белой" короны является F —компонента, обусловленная рассеянием на межпланетной пыли и физически с короной не связанная. Вклад этой компоненты может быть значителен на больших расстояниях от Солнца, цвет отличен от солнечного и может зависеть от размеров пылинок, а также от физического состава пыли (Кимура и др., 1998).

Несмотря на ряд спектральных и фильтровых наблюдений, проведенных во время различных затмений и посвященных цвету "белой" короны (см. наши краткие обзоры в (Ким и др., 1996а; Пак и др., 2000)), вопрос о цвете внутренних областей короны остается до сих пор открытым. В предыдущих работах (Крусанова и др., 2003; Крусанова и др., 2004; Крусанова и др., 2005а,б) мы отметили причины, побудившие нас отказаться от абсолютной калибровки. Обычно такая калибровка проводится по серпу Солнца во время частных фаз, а значит на разных высотах Солнца и в разные моменты времени, что приводит к ее неоднозначности. Имеются также трудности в определении цвета инструментального фона и цвета "затменного" неба. Ввод понятия относительного показателя цвета C позволил нам обнаружить эффект относительного "посинения" во внутренней короне 03.11.1994 и 24.10.1995 гг. (Крусанова и др., 2003; Крусанова и др., 2004).

Ниже представлены предварительные результаты фотометрического исследования цветных позитивов "белой" короны 29.03.2006 г., полученные Алексеевой И.В. (ГАИШ МГУ) в 15 км к югу от Горной Астрономической Станции Главной Астрономической Обсерватории РАН. Координаты места наблюдения: $\lambda = 42.59^\circ \text{ E}$, $\varphi = 43.61^\circ \text{ N}$, высота над уровнем моря 2403 м. Использовалась фотокамера "Minolta Dynax 5" с объективом "TAMRON AF XR" ($1/4$, $F=70-300$ мм). Реальные параметры съемки: $F=285$ мм, диафрагма 6.7. В качестве приемника использовалась цветная *позитивная* 35 мм фото-пленка Fujichrome Velvia 100F. Катушки пленки, предназначенные для экспонирования короны во время полной фазы и для выполнения относительной калибровки, хранились и транспортировались в одинаковых условиях.

За время полной фазы, длительность которой составила 2 мин 54 с, были сделаны 2 серии экспозиций: первая с использованием светофильтра ПС-7, вторая без фильтра. Для дальнейшей обработки использовалась 2-я серия с экспозициями: $1/250$, $1/125$, $1/60$, $1/30$, $1/15$, $1/8$, $1/4$, $1/2$ и 1 с. Относительная калибровка выполнена в ГАИШ МГУ через стандартный фотометрический клин спустя 10 дней после возвращения из экспедиции. Обработка пленки выполнена по процессу Е-6. Подробности процедуры наблюдений, фотометрии и компьютерной обработки изложены нами подробно в работе (Крусанова и др., 1998).

2. ОЦИФРОВКА И КОМПЬЮТЕРНАЯ ОБРАБОТКА

Оцифровка позитивов солнечной короны и калибровочного клина была выполнена в формате TIFF на сканере HP Photosmart 3213 All-in-one в режиме "позитив" с отключением всех автоматических настроек (кроме фокусировки) с разрешением 2400 пк/дюйм, что соответствовало $\sim [7.5'' \times 7.5'']$ на пленке.

Алгоритм обработки, основанный на программном обеспечении IDL, включал следующие этапы: разделение RGB-изображения на три канала (синий, зеленый и красный); построение характеристических кривых для синей (B) и красной (R) областей спектра; локализация центров дисков Луны и Солнца на каждом кадре; переход от плотностей к логарифмам интенсивности (использовались только плотности, соответствующие линейному участку характеристических кривых, что обеспечило точность $\approx 3\%$); форматирование кадров (приведение к размеру самого "плотного" кадра); получение составных изображений в синем и красном диапазонах спектра ("сшивание" кадров); локализация лимба Луны на составном изображении по кадру с наименьшей экспозицией; локализация области $c=1$; вычитание синего составного изображения из красного.

По причинам, изложенным выше, мы отказались от абсолютной калибровки по диску Солнца, введя относительный показатель цвета c , определяемый выражением:

$$c = \frac{I_{red}}{I_{blue}}, \quad (1)$$

где I_{red} , I_{blue} — интенсивности излучения в красной и синей областях спектра, соответственно. Цветная позитивная пленка имеет 3 эмульсионных слоя, чувствительных к различным лучам (синим, зеленым и красным). Т.о. ее можно рассматривать как систему из 3-х широкополосных фильтров. Изображения объекта в трех областях спектра образуются одновременно и независимо друг от друга. Более подробно описание процесса формирования изображений в цветных позитивных фотоэмульсиях изложено в работе (Ким и др., 1996а).

Предполагая, что цвет внутренней короны над полярными областями не отягощен вкладом активных областей и излучением в H_α , мы выбрали область, соответствующую основаниям полярных щеточек (polar plumes, в дальнейшем pp) на расстоянии $1.08-1.12 R_\odot$, занимающую 10° по позиционному углу и центрированную относительно

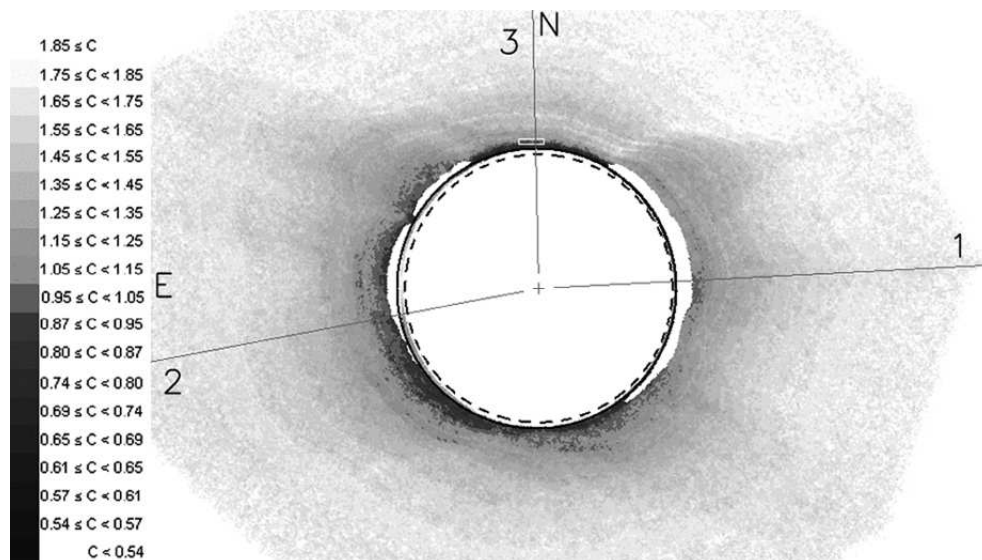


Рис. 1. Распределение C для короны 29.03.2006 г.

$P=3^\circ$ (светлый прямоугольник в северной области на рис.1). Эта область включает в себя две отдельные щеточки и два примыкающих к ним пространства между щеточками. Мы предположили, что относительный показатель цвета внутри выбранной области близок к солнечному и равен 1 ($c_{pp}=1$). Значения c для всей короны были нормированы к c_{pp} . Двумерное распределение *отнормированного* относительного показателя цвета C в картинной плоскости представлено на рис.1. Север (N) —верху, восток (E) —слева. С левой стороны приведена шкала: темные тона соответствуют "посинению" ($C < 1$), светлые — "покраснению" ($C > 1$). Белым цветом показаны области, исключенные из обработки. Положение центра Солнца на момент середины второй серии экспозиций отмечено крестиком. Пунктиром и сплошной линией показаны положения лимбов Солнца и Луны. 1, 2 и 3 показывают направления радиальных разрезов C , представленных нами в разделе 4.

3. СТРУКТУРА КОРОНЫ 29 МАРТА 2006 Г.

Корректный сравнительный анализ распределения относительного показателя цвета и структуры короны должен быть основан на наблюдательном материале, полученном с близким угловым разрешением и с минимальной разницей во времени. Для выделения структуры короны использовались кадры из поляризационного фильма, полученного в поселке "Samuauva" в 9 км к югу от г. Кемер, Турция ($\lambda = 30.56^\circ \text{ E}$, $\varphi = 36.60^\circ \text{ N}$, на-

блюдатели Попов В.В. и Попова Е.В.) на портативном коронографе-поляриметре ($1/6$, $F=339$ мм, $t_{exp} \sim 0.1$ с) с применением цветной **негативной** 35 мм киноплёнки Kodak Vision2 250D/5205. Подробное описание прототипа этого эксперимента изложено в работе (Ким и др., 1996б). Разница во времени между моментами середины полной фазы двух экспериментов составила около 20 мин, что значительно меньше времени изменения формы и структуры короны. Оцифровка негативов велась на сканере Nikon Super Coolscan 8000 ED (LS-8000 ED) с разрешением 4000 dpi (160 lines/mm) в режиме "Positive RGB, 16 бит/канал с отключением всех автоматических настроек (кроме фокусировки) и предварительной обработки в самом сканере. Режим "Positive" обеспечивает получение данных о плотностях, в то время как в режиме "Negative" происходит инвертирование с некорректной обработкой цвета. Алгоритм выделения корональных структур, разработанный Юфревым А.О., основан на графическом пакете Adobe Photoshop 8.0 CS с использованием значительного количества ($24 \div 100$) изображений, полученных с одной экспозицией, и изложен нами подробно в работе (Крусанова и др., 2005а). Он включал в себя следующие этапы:

- удаление случайных шумов;
- форматирование методом "позитив + негатив";
- переход в 16-битный режим, усреднение кадров;
- выделение структур методом наложения нерезкой негативной "монохроматичной" копии на исходное изображение в режиме "Softlight" ;
- выделение высокочастотной составляющей изображения короны комбинированным методом: вычитание из оригинала размытой по Гауссу копии (фильтр High Pass) и вычитание из оригинала копии, размытой с помощью медианной фильтрации с плавающим радиусом;
- наложение специальной маски, "сшивающей" области применения различных фильтров;
- удаление ретушью оптических бликов.

На рис.2 показано изображение короны в плотностях, составленное по оригинальным поляризационным кадрам. На рис.3 — структура короны, выделенная по вышеописанному алгоритму. Север (N) — вверху, восток (E) — слева. Структура короны характерна для эпохи пред-минимума.

Над N и S полюсами хорошо выражены полярные щеточки. Над северным полюсом

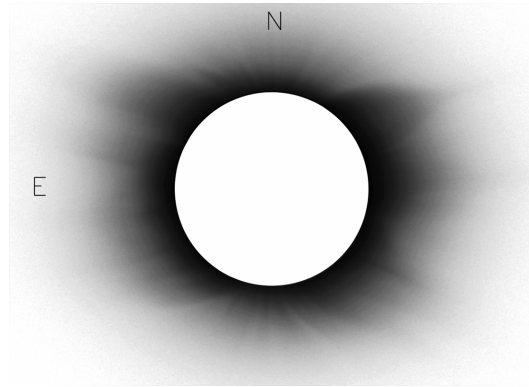


Рис. 2. Изображение "белой" короны в плотностях, составленное по оригинальным поляризационным кадрам.

расположено 10 щеточек, над южным — 6. В среднем по позиционному углу основание каждой щеточки занимает $\sim 2^\circ$. Полярные щеточки прослеживаются до расстояний $1.7\text{--}1.8 R_\odot$. Центральные щеточки ориентированы приблизительно радиально. Периферийные в различной степени отклонены к экватору.

Хорошо развитые крупномасштабные шлемовидные стримеры над NE — и NW —лимбами имеют значительное отклонение от радиального, что характерно для эпохи пред-минимума. NW —стример расположен на позиционных углах $P \sim 295 \div 330^\circ$, в основании, на $P \sim 310^\circ$, лежит протуберанец. NE —стример расположен на позиционных углах $P \sim 30 \div 65^\circ$, в основании, на $P \sim 43^\circ$, также лежит протуберанец.

Над SW —лимбом расположена система крупномасштабных шлемовидных стримеров, ориентация которых близка к радиальной.

Над W —лимбом расположена система квазирadiaльных стримеров, которые, по видимому, локализованы над активной областью NOAA 10864, зашедшей за лимб.

Над E —лимбом расположена система крупномасштабных стримеров, локализованных над активной областью NOAA 10866, находящейся на момент затмения на восточном лимбе.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Двумерное распределение относительного показателя цвета в картинной плоскости, представленное на рис.1, выявляет структуры, повторяющие по позиционным углам структуру "белой" короны на рис.3.

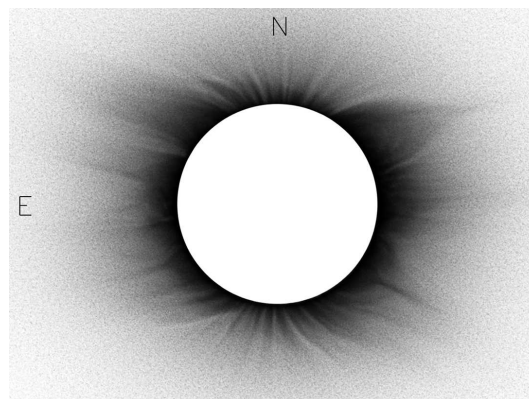


Рис. 3. Структура короны 29.03.2006 г.

Эффект преимущественного "посинения" (темно-серый и черный цвет) наблюдается практически для всех участков внутренней короны, которые участвовали в обработке. На востоке и юго-востоке зона относительного "посинения" достигает расстояний $1.2-1.25 R_{\odot}$.

С удалением от Солнца на всех позиционных углах наблюдается эффект "покраснения" (светло-серые тона). В полярных областях "покраснение" начинается на более низких высотах, при этом относительно полюсов наблюдается асимметричная картина: на севере, где полярные щеточки видны более отчетливо, эффект выражен сильнее. В крупномасштабных структурах эффект "покраснения" также присутствует, но градиент роста C меньше, чем для полярных областей.

С внутренней стороны лимба Луны, который представлен кадром с наименьшей экспозицией, видно узкое кольцо рассеянного света. Участки кольца, прилегающие к восточному лимбу, вблизи NOAA 10866, а также участки кольца вблизи протуберанцев окрашены преимущественно в красные тона, что объясняется инструментальным рассеянием, обусловленным интенсивным излучением в H_{α} .

На рис.4 представлены графики зависимости C с расстоянием от Солнца для 3-х радиальных разрезов, направления которых показаны на рис.1: 1, 2 — квазирadiaльных стримеров ($P=272^{\circ}$, $P=101^{\circ}$); 3 — полярной щеточки ($P=1^{\circ}$).

Рис.4 иллюстрирует отличие в поведении C для различных структур короны. Для полярной зоны характерны узкая (в пределах $1.1 R_{\odot}$) область "посинения" и значительный градиент C . На расстоянии $1.8 R_{\odot}$ "покраснение" достигает максимального для этой области уровня (~ 1.8).

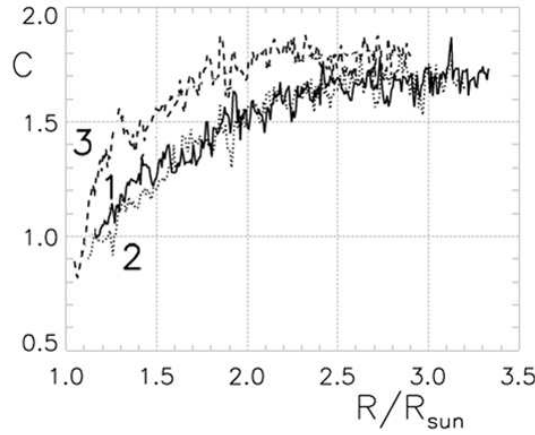


Рис. 4. C с расстоянием от Солнца для квазирадальных стримеров (1 соответствует

$P=272^\circ$, 2 соответствует $P=101^\circ$) и полярной щеточки (3, $P=1^\circ$).

В стримерах "покраснение" растет более медленно. Максимальный для этих структур уровень C составляет в среднем 1.7 и достигается на расстоянии $\sim 2.5 R_\odot$. В диапазоне до $1.5-1.7 R_\odot$ колебания цвета составляют 6–8 %, что может объясняться неоднородностью структуры вдоль направления разреза. На больших расстояниях вариации C в пределах ошибок одинаковы для различных стримеров.

Полученные результаты мы предлагаем объяснить в рамках эффекта Доплера. Как отмечалось выше, во внутренних областях короны основной вклад дает K –корона, представляющая собой рассеянное на электронах излучение фотосферы Солнца. Согласно теории, томсоновское рассеяние не зависит от длины волны, т.к. это рассеяние на свободных электронах, движущихся хаотично с тепловыми скоростями. Реальная корона, напротив, чрезвычайно структурна, и рассеяние излучения происходит на направленных потоках электронов, движущихся со значительными скоростями. Для нерелятивистских электронов можно ожидать смещения рассеянного спектра в зависимости от скорости и направления движения электронов, обусловленного эффектом Доплера (см. также (Ким и др., 2006а,б)). В первом приближении спектр фотосферы в области $300 \div 1000$ нм аппроксимируется функцией Планка с $T=5800$ К. Отнесенная к единичному интервалу длин волн, она имеет вид:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \pi B_\lambda(T) = \frac{2\pi h}{\lambda^5} \frac{c^2}{e^{hc/\kappa T \lambda}} \left(\frac{erg}{cm^3 \cdot c} \right) \quad (2)$$

В нашем случае $\lambda = \lambda^0 \pm \lambda^0 \frac{v}{c}$, где λ^0 соответствует длине волны спектра фотосферы, рассеиваемого электроном.

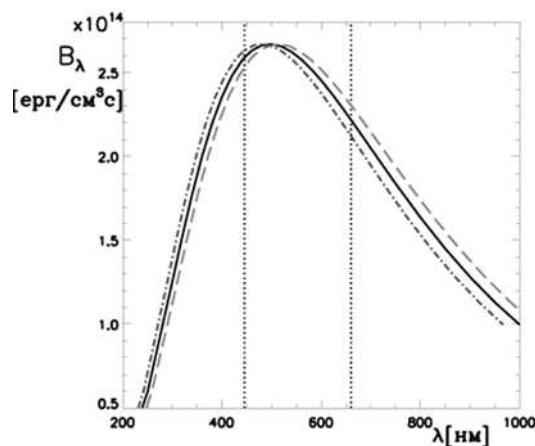


Рис. 5. Расчетные функции излучения.

На рис.5 представлены спектр Солнца, аппроксимированный функцией Планка (сплошная линия) и спектры, рассеянные электронами, движущимися со скоростью $v=10000$ км/с к Солнцу (штрих-пунктир) и от Солнца (штрих). Электроны, движущиеся от Солнца (к Солнцу), будут рассеивать фотосферное излучение, смещая его по длине волны в красную (синюю) часть спектра. Точечными вертикальными линиями отмечены эффективные длины волн, соответствующие кривым спектральной чувствительности синего и красного слоев фотопленки Fujichrome Velvia 100F, $\lambda_b=445$ нм и $\lambda_r=660$ нм.

Рассмотрим, в первом приближении, каждый слой цветной пленки как широкополосный прямоугольный фильтр с полосой пропускания $2\Delta\lambda=80$ нм, центрированный на соответствующие эффективные длины волн. Оценим ожидаемые значения C , которые будут соответствовать "покраснению" ("посинению"), вызванному доплеровским смещением спектра для скоростей электронов 10000 км/с.

$$C = \frac{I_r^{sc}/I_b^{sc}}{I_r^0/I_b^0}, \quad (3)$$

где I_r^0, I_b^0 — значения интегральной интенсивности в красной и синей областях спектра фотосферы, а I_r^{sc}, I_b^{sc} — значения интегральной интенсивности в красной и синей областях рассеянного спектра. Интегральная интенсивность рассчитывается по формуле:

$$I_{r(b)} = \int_{\lambda_{r(b)} - \Delta\lambda}^{\lambda_{r(b)} + \Delta\lambda} \varepsilon \left(\lambda_{r(b)} \left(1 \pm \frac{v}{c} \right), T \right) d\lambda_{r(b)}, \quad (4)$$

где ε определяется уравнением (2).

Оценка C в случае движения электронов от Солнца (к Солнцу) и смещения длины волны в красную (синюю) часть спектра будет равна 1.14 (0.89), соответственно. Отметим, что полученная оценка представляет собой нижние пределы для C , так как фактические кривые спектральной светочувствительности фотоэмульсий по форме более соответствуют гауссиане.

5. ВЫВОДЫ

Анализ двумерного распределения относительного показателя цвета C позволяет сделать следующие выводы:

- Распределение C в картинной плоскости выявляет структуры, повторяющие по позиционным углам структуру "белой" короны.
- Во внутренних ($< 1.25 R_{\odot}$) областях шлемовидных стримеров наблюдается преимущественно эффект "посинения".
- Вариации C в диапазоне до $1.5-1.7 R_{\odot}$ составляют 6–8 % для различных стримеров, что может объясняться неоднородностью структуры, на больших расстояниях вариации C в пределах ошибок одинаковы для различных стримеров.
- Градиент "покраснения" более крутой в полярных областях.
- Проведение прецизионных узкополосных фильтровых исследований относительного показателя цвета внутренних областей K –короны имеет большие перспективы для решения задач, связанных с "визуализацией" в оптическом диапазоне направленных потоков электронов.

6. БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность сотрудникам ГАИШ МГУ Алексеевой И.В., Попову В.В. и Поповой Е.В., наблюдения которых использовались в обработке, руководству и сотрудниками Горной Астрономической Станции ГАО РАН за помощь в организации

и проведении наблюдений, Ким И.С. за постановку задачи и обсуждение полученных результатов.

Работа поддержана грантом N 05-02-17877 РФФИ.

-
1. Ким и др. (Ким И.С., Мацуура О.Т., Мэлмен Дж., Микаэлян Р.Г., Орешкина Т.Н., Пикаццио Э.), 1996а, Изв. ВУЗов РАДИОФИЗИКА, **39**, N 10, 1287.
 2. Ким и др. (Ким И.С., Бугаенко О.И., Биленко И.А., Кучми С., Мацуура О.Т., Пикаццио Э.), 1996б, Изв. ВУЗов РАДИОФИЗИКА, **39**, N 10, 1298.
 3. Ким и др. (Kim I.S., Alexeeva I.V., Birulya T.A., Kroussanova N.L., Kryukova M.Y., Popov V.V., Park Y.D. and Yuferev A.O.), 2006а, Proceedings of the 9th Asian-Pacific Regional IAU Meeting, July 26 - 29, 2005, eds. W. Sutanty, P.W. Premadi, P. Mahasena, T. Hidayat, S. Mineshig, 24.
 4. Ким и др. (Ким И.С., Алексеева И.В., Бируля Т.А., Бугаенко О.И., Дивлекеев М.И., Крусанова Н.Л., Крюкова М.Ю., Попов В.В., Юфереv А.О.), 2006б, Изв. РАН, **70**, N 10, 1511.
 5. Кимура и др. (Kimura H., Mann I., Mukai T.), 1998, Planetaty and Space Science, **46**, Issue 8, 911.
 6. Крусанова и др. (Крусанова Н.Л., Ким И.С., Пак Я.Д.), 1998, Труды конф., посвященной 50-летию ГАС ГАО РАН "Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты", Пулковое, 24-29 июня 1998 г., ПИЯФ РАН, СПб, 99.
 7. Крусанова и др. (Крусанова Н.Л., Попов В.В., Ким И.С.), 2003, Сборник докладов Конференции стран СНГ и Прибалтики, "Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности Нижний Новгород, 2-7 июня 2003 г., Нижний Новгород, ИПФ РАН, 148.
 8. Крусанова и др. (Крусанова Н.Л., Бируля Т.А., Ким И.С.), 2004, Солнечно-земная физика, Вып. 6, 192.
 9. Крусанова и др. (Крусанова Н.Л., Бируля Т.А., Ким И.С., Крюкова М.Ю., Попов В.В., Юфереv А.О., Хондырев В.К.), 2005а, Труды IX Пулковской международной конференции по физике Солнца "Солнечная активность как фактор космической погоды", НИИХ, СПбГУ, 75.
 10. Крусанова и др. (Крусанова Н.Л., Ким И.С., Крюкова М.Ю., Юфереv А.О.), 2005б, Труды Всерос. конф. "Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования

гелиофизической активности" , Троицк Моск. обл., СПб, 193.

11. Пак и др. (Park Y.D., Kim I.S., Kroussanova N.L., Baskaran D.), 2000, Proceedings of a symposium "The last total solar eclipse of the millennium in Turkey eds. W. C. Livingston and A. Ozguc, ASP Conference Series, Vol. 205, 91.

COLOUR OF THE WHITE LIGHT CORONA STRUCTURES BASED ON THE TOTAL SOLAR ECLIPSE OBSERVATIONS

Kroussanova N.L., Kryukova M.Yu., Biroulya T.A., Pavlov M.V., Yuferev
A.O., Khondyrev V.K

A new method of visualization in optical spectral range of the inner corona electron beams is discussed and based on comparative color analysis of coronal structures. The question on color of the white light corona is open because of ambiguity of absolute calibration, problems caused by the input of the eclipse sky color and of the instrumental background as well. Employment of a relative color index C , the quantitative color photometry and a special algorithm of data reduction of the March 29, 2006 white light corona color images allow to get 2D distributions of C and to reveal a predominant "bluing" effect within the near limb regions and the "reddening" one in the coronal structures with the distance from the Sun. The color differences are explained in the frame of Doppler effect.

Движение вещества в солнечной короне по наблюдениям на LASCO SOHO

Г. А. Порфирьева,¹ Г. В. Якунина, А. Б. Делоне

¹*Государственный астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва, 119899*

На основе результатов наблюдений в белом свете, полученных на широкоугольных коронографах C2 и C3 LASCO SOHO, приводится краткий обзор о движениях вещества короны, видимых в проекции на картинную плоскость. Систематизированы основные характеристики морфологии движущихся корональных образований и их скоростей. Высоко в короне на гелиоцентрических расстояниях порядка (2 - 6) R_{\odot} обнаружены корональные структуры, как возвращающиеся к Солнцу, так и поднимающиеся вверх. Наблюдаемые скорости лежат в пределах от десятков до сотен $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$. Обсуждается возможная физическая природа этих явлений.

1. ВВЕДЕНИЕ

С давних пор хорошо известно, что солнечная корона обладает высокой активностью. Согласно наблюдениям, полученным как с Земли так и из космоса, турбулентные и направленные скорости в нижней короне на гелиоцентрических расстояниях r вплоть до $1,25 R_{\odot}$ лежат в пределах от нескольких $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$ ([1], [2], [3]) до нескольких десятков $\text{км}\cdot\text{с}^{-1}$.

Турбулентные скорости определяются по наблюдаемым доплеровским полуширинам спектральных линий. Доплеровские смещения спектральных линий дают нам возможность определить лучевую компоненту скорости движущейся солнечной плазмы. Серии изображений, полученных с высоким временным разрешением, используются для изучения эволюции динамичных событий, таких как эруптивные протуберанцы, выбросы вещества во время солнечных вспышек, корональный дождь в проекции на картинную плоскость. Постоянное истечение солнечной плазмы с поверхности Солнца, называемое солнечным ветром, с постепенно возрастающими скоростями, достигающими вблизи орбиты Земли значений $400 - 800 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, изучается с борта космических станций и прослеживается на расстояниях, намного превышающих 1 а.е.

С 1999 г. наблюдения на широкоугольном спектрометрическом коронографе LASCO на солнечной и гелиосферной обсерватории SOHO дают богатую информацию о движениях корональной плазмы высоко в солнечной короне на расстояниях от двух до тридцати R_{\odot} [8–16]. В настоящей статье приводится обзор результатов наблюдений с борта SOHO. Рассматриваются различные типы корональных образований, обладающих разными скоростями, которые могут быть направлены как к Солнцу так и от Солнца. Некоторые сгустки плазмы двигаются вдоль узких траекторий, в других случаях движение вещества происходит в пространстве, охватывающем широкий диапазон позиционных углов. Кажется, что различные события вызваны различными физическими механизмами. Кратко обсуждается возможная природа их возникновения.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И МЕТОД

Инструмент LASCO на SOHO состоит из трех коронографов с перекрывающимися полями зрения и различным пространственным разрешением: C1 ($1.1 - 3 R_{\odot}$, $11''$), C2 ($2 - 6 R_{\odot}$, $24''$), и C3 ($4 - 30 R_{\odot}$, $112''$). Коронографы C2 и C3 регистрируют корональную эмиссию в белом свете, представляющую собой свет фотосферы в оптическом диапазоне, рассеянный на свободных электронах в солнечной короне. Данные, полученные на LASCO C2/SOHO, используются для исследования движений вещества в высоких слоях короны на расстояниях $2 - 6 R_{\odot}$. Чтобы проследить связь выбросов корональных масс CME с соответствующей активной областью, используются изображения полного диска Солнца до расстояния $\approx 1,5 R_{\odot}$, получаемые на телескопе EIT (Extra-Ultra-Violet Imaging Telescope) на SOHO в линии Fe XII $\lambda 195 \text{ \AA}$ ($T \approx 1.6 \times 10^6 \text{ K}$).

Известно, что интенсивность белой короны быстро уменьшается с гелиоцентрическим расстоянием. Исследуемые события представляются слабыми по своей интенсивности. В зависимости от конкретного случая интенсивность движущихся образований на (7 - 30) процентов больше, чем интенсивность окружающих корональных структур. Для увеличения контраста движущихся облаков плазмы используется специальный метод разностных изображений. Чтобы выделить движущееся образование, из изображения, полученного в данный момент, вычитается изображение, соответствующее какому-то предыдущему моменту времени. Результирующие изображения называют бегущими разностными изображениями. В зависимости от события различие в кадрах по времени

может изменяться от 15-20 минут до нескольких часов.

Чтобы усилить контраст корональных структур фона, которые являются относительно стабильными, в качестве вычитаемого изображения используется фиксированное базовое изображение. Это фиксированное изображение представляет собой изображение с минимальной интенсивностью короны в течение месячного интервала вокруг текущего момента. Окончательное изображение составлялось комбинированием двух разностных изображений - изображения окружающей короны и изображения исследуемого движущегося объекта, занимающего часто относительно небольшую площадь в картинной плоскости. Такая комбинация обеспечивает лучшую возможность различать движущиеся образования на фоне окружающих корональных структур. Движущийся объект выглядит при этом как „биполярная“ группа, передняя часть которой, по отношению к направлению движения, выглядит светлой, а задняя - темной.

Наблюдаемую картину можно понять следующим образом: увеличение интенсивности излучения происходит в том месте, где увеличилась плотность вещества в данный момент времени по сравнению с предыдущим, а уменьшение интенсивности вызвано уменьшением плотности. Наличие бело-черной структуры, изменяющей со временем свое положение в пространстве, свидетельствует о движении некоторой массы вещества в пространстве. Места, в которых за наблюдаемый отрезок времени произошли только незначительные изменения в плотности, имеют серый цвет разных оттенков [13].

На основе бегущих разностных изображений, полученных с временными интервалами $15 - 20^m$, строились карты высота-время с использованием техники, описанной в [9]. На оси X откладывалось время, а на оси Y - гелиоцентрические расстояния в радиусах Солнца. Радиальные полосы шириной около $2 - 10^\circ$, вырезаемые по позиционному углу, где происходило событие, ориентируются вертикально и выстраиваются в хронологическом порядке друг за другом. На картах вырисовываются „пятнистые“ бело-черные треки. Иногда видны два или несколько треков, если в поле зрения происходило движение двух или нескольких облаков плазмы. Эти треки показывают, как различные корональные образования двигаются вдоль конкретных радиальных направлений со временем. На основе анализа этих карт вычисляются скорости и ускорения движущегося вещества в зависимости от времени, выражаемого в часах или сутках. Для этого подбирается полином, наилучшим образом удовлетворяющий треку высота-время, а затем скорости и ускорения вычисляются дифференцированием полинома.

3. РАЗЛИЧНЫЕ ТИПЫ КОРОНАЛЬНЫХ ДВИЖЕНИЙ И ИХ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Наблюдения на LASCO SOHO показывают, что большая часть вещества двигается от Солнца. Однако обнаружены многочисленные случаи, когда некоторые образования возвращаются назад к Солнцу. Иногда часть вещества двигается к Солнцу и одновременно другая часть поднимается, причем движения вверх и вниз начинаются из одной и той же точки пространства. Кажется удивительным, что „втекающие“ события зарождаются только на высотах в пределах от $\approx 3,0 R_{\odot}$ до $\approx 5,5 R_{\odot}$. Они никогда не видны выше чем $6,0 R_{\odot}$ и ниже, чем $2,5 R_{\odot}$. Следует помнить, что здесь речь идет не о реальной высоте, а о ее проекции на картинную плоскость.

Наблюдаемые события отличаются по своим формам, поведению, скоростям и направлениям движения. Имеются как „втекания“, так и „вытекания“. Как указывается в [12], корональные втекания, движущиеся вдоль узких линейных траекторий и выглядывшие подобно „тонущим столбам“ (sinking column) плазмы, являются очень многочисленными событиями.

На рис. 1 (все рисунки используются с разрешения авторов) показано такое событие, произошедшее 12 июня 2000 г., согласно рис.1 из [12]. Столб слабой эмиссии, верхний конец которого указан стрелкой и где наблюдается слабое уярчение, движется внутрь (рис. 1: 11:30 UT и 12:06 UT). Кажется, что светло-темная граница является вершиной тонущего столба плазмы. Когда она приближается к высоте около $2.0 R_{\odot}$, темная область позади нее начинает принимать форму „падающей капли“ с хвостом, повернутым в сторону от Солнца, как это видно в 14:08 UT (рис. 1). Интенсивность самого тонущего столба становится слабее по сравнению с интенсивностью окружающей короны. Белый полукруг с радиусом, равным $2.0 R_{\odot}$, представляет собой затмевающий диск коронографа LASCO C2.

Кажется, что эти события возникают спонтанно и не имеют направленных вверх компонент, которые возможно просто невидимы из-за своей чрезвычайно малой интенсивности. От события к событию и в пределах одного события сценарий движения варьируется заметным образом. Вещество может двигаться равномерно или с ускорением, или торможением, или изменяя значения и знаки своих характеристик.

Рис. 2 показывает направленный вниз трек для события, наблюдавшегося 12 июня

2000 г., соответствующий втеканию вещества вдоль пути на позиционном угле $N63^\circ E$, позиционные углы отсчитываются от севера к югу. Трек представляет собой спроектированное радиальное расстояние (по оси Y), как функцию времени (по оси X). Расстояние выражено в солнечных радиусах, а время – в днях года. Вытекание вещества было бы представлено треком, направленным вверх. Для случая 12 июня 2000 г. скорость увеличивалась (по своей абсолютной величине) от $-40 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ до $-75 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ и затем уменьшилась практически до нуля, как это можно вычислить по треку, представленному на рис. 2. Значение ускорения изменяется от $-6.5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$ в начале пути до $+6.5 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$ в середине пути. Знак минус означает, что скорость или ускорение направлены к Солнцу, а знак плюс используется в случае, когда облако плазмы удаляется от Солнца.

Другим видом втеканий (inflows), наблюдаемых при помощи коронографа LASCO C2, являются протяженные структуры, охватывающие широкий интервал по позиционным углам и похожие на „падающие занавесы“ (falling curtain). По своей интенсивности они превосходят тонущие столбы. Разностные изображения события, являющегося падающим занавесом и произошедшего 19 октября 1999 г., показаны на рис. 3 согласно рис. 12 из [12]. По мнению авторов это опускание материи произошло на секторной границе короткоживущего магнитного поля. Ведущая часть образования выглядит светлой, а хвостовая – темной, что указывает на увеличение плотности вещества в передней части (см. рис. 3: 04:26 UT и 05:26 UT). Эта структура возникла вслед за некоторой большой системой петель, медленно поднимающихся от края затмевающего диска коронографа C2 со скоростью около $30 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, как это видно на рис. 3 (03:26 UT). Затем центральная часть поднимающейся системы петель начала падать вниз и в конце своего пути трансформировалась в серию исчезающих темных петель (рис. 3: 10:26 UT). В этом случае часть большой медленно поднимающейся системы петель внезапно сколлапсировала и вернулась назад к Солнцу.

Специальный тип событий проанализирован в [13]. За период с 1998 г. по 2002 г. было обнаружено 40 случаев, когда один сгусток плазмы опускался вниз, а другой в это время поднимался вверх. Разлетание облаков плазмы в разные стороны начинается как бы с одного и того же места. Не всякий раз эти противоположно направленные движения бывают видны с самого начала, но экстраполируя траектории движения обоих этих сгустков, можно найти место их зарождения, как точку пересечения обеих траекторий. Такие события называются двунаправленными (bidirectional events).

Пример одного из этих событий показан на рис. 4, где демонстрируются разлетающиеся сгустки плазмы, наблюдавшиеся 6 ноября 1999 г. Слева приводятся изображения для четырех моментов времени согласно рис. 1 из работы [13]. Сгустки плазмы указаны белыми стрелками. Сравнивая разностные изображения, полученные для разных моментов времени, можно видеть, что один из сгустков движется вверх, а другой вниз. Передний край виден белым, а хвостовой черным, как для вытекающего, так и втекающего потоков. С правой стороны на рис. 4 мы представляем схематический рисунок, показывающий положение сгустков плазмы для трех моментов времени. Противоположные направления движения указаны черными стрелками. По статистике, проведенной в [13] для 40 случаев, зарождение таких пар происходит главным образом на гелиоцентрических расстояниях $3.1 R_{\odot} \leq r \leq 4.4 R_{\odot}$. Средняя высота, на которой возникают эти движения, находится на расстоянии около $3.7 R_{\odot}$ от центра солнечного диска. Поднимающееся вверх вещество обычно движется с более высокой скоростью, чем опускающееся вниз. Средняя разница в скоростях вверх-вниз равна $112 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Наименьшее зарегистрированное значение скорости (по абсолютной величине) равнялось $28 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, а наибольшее - $364 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Как это показано в [13], все исследованные сгустки плазмы двигались с постоянными скоростями вдоль узких прямолинейных траекторий, занимающих промежутки в $2 - 10^\circ$ по позиционным углам. В зависимости от того, виден ли слой корональной плазмы с ребра, или расположен под некоторым углом к наблюдателю, будут аблюдаться компактные структуры или вытянутые петли.

Однако некоторые двунаправленные события занимают широкий диапазон позиционных углов. Примером такого образования служит событие, произошедшее 24 октября 2000г. и показанное на рис. 5 согласно рис. 14 из [12]. Видны две большие арки, указанные стрелками. Одна из них поднимается вверх, а другая опускается вниз. По оценкам авторов место зарождения движения находится около $r \approx 4R_{\odot}$. Обе арки занимают широкий диапазон позиционных углов. Бегущие разностные изображения, полученные по наблюдениям на коронографе LASCO C2 для двух промежутков времени 17:26-16:50 UT и 18:26-17:50 UT, приведены на рис. 5. Виден затмевающий диск коронографа C2 радиусом $r \approx 2 R_{\odot}$. Верхняя арка быстро двигалась с начальной скоростью $180 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ и ускорением $7 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$ и вскоре покинула поле зрения коронографа C3 (рис. 5: 23:18 - 22:18 UT), виден затмевающий диск коронографа C3 радиусом $r \approx 4 R_{\odot}$. Вещество, движущееся вниз, имело начальную скорость $-100 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ и отрицательное ускорение -4

$\text{м}\cdot\text{с}^{-2}$. Обе арки обладают выпуклостями в направлении своего движения. Между ними ясно видна область с разреженной плотностью вещества, т. е. происходило выметание корональной плазмы из пространства между арками и сгребание вещества к переднему фронту арок. Передний край арок выглядит светлым и окаймлен сзади черной тенью. Возможно это событие было связано с большой корональной дырой, существовавшей в то время [12].

Крупно-масштабная структура короны периодически изменяется с 11-летним циклом солнечной активности. Стримеры расположены вблизи солнечного экватора в минимуме солнечной активности и более или менее симметрично вокруг солнечного диска в максимуме солнечной активности. Особенно хорошо это видно на изображениях, полученных на коронографе LASCO SOHO в поляризованном свете [14].

Наблюдения в белом свете на коронографах C2 и C3 LASCO SOHO показали, что стримеры представляют собой гораздо более динамичные образования, чем это думалось раньше. Оказалось, что из касповых структур, расположенных в основании стримеров, систематически выбрасываются сгустки вещества с повышенной, по отношению к окружающей короне, плотностью. Эти объемы плазмы двигаются почти по радиальным направлениям от Солнца вдоль вытянутых структур стримеров. Интенсивность их излучения на 7-10 процентов превышает интенсивность фона.

Впервые такие сгустки становятся видимыми на гелиоцентрических расстояниях ($3-4 R_{\odot}$) и выглядят как вытянутые структуры над стримерными каспами. Их размеры в длину составляют около $1 R_{\odot}$, а в поперечнике - около $0,1 R_{\odot}$. По мере удаления от Солнца размеры этих образований увеличиваются, достигая $4 R_{\odot}$ на гелиоцентрических расстояниях порядка $12 R_{\odot}$. При этом в результате истечения вещества не происходит разрушения стримера или его каспа.

На рис. 6 слева приведены изображения, полученные в поляризованном свете для трех различных дней наблюдения, а справа - соответствующие разностные изображения. Указано время наблюдения. Видно, что 23 апреля 1997 г. и 9 февраля 1997 г. изображение пояса стримеров в поляризованном свете выглядит как узкая полоса, в то время как 23 февраля 1997 г. пояс стримеров занимает более широкую область по позиционным углам. Это объясняется тем, что в первых двух случаях пояс стримеров был расположен так, что был виден как бы с ребра, а в последнем случае пояс стримеров был слегка наклонен к лучу зрения и поэтому его проекция на картинную плоскость

была шире.

Поле зрения в картинной плоскости простирается от $3,7 R_{\odot}$ до $30 R_{\odot}$. Хорошо видно, что облака вещества, истекающие из стримеров, пространственно расположены в приэкваториальном слое плазмы, окружающем Солнце, т. е. выброшенное вещество продолжает двигаться вдоль оси стримера. Наблюдаемые структуры выглядят как бело-черные образования вытянутой формы, причем передняя часть светлая, что говорит об увеличении плотности вещества в этом месте, а задняя часть темная, что можно интерпретировать как уменьшение плотности плазмы.

Методика изучения движения этих структур такая же как это описано выше. Вдоль оси стримера вырезаются радиальные полосы шириной около 10° по позиционному углу и выстраиваются вертикально друг за другом во временной последовательности. В результате получается карта, на одной из осей которой отложено время в долях суток, а на другой расстояние от Солнца в радиусах Солнца. На полученных таким образом картах вырисовываются треки, состоящие из пар светло-темных пятен (рис. 7). Виден систематический характер выбросов таких сгустков плазмы. Наблюдается система треков, сдвинутых относительно друг друга по временной шкале. В течение суток фиксируется несколько (3-5) случаев. Искривление (загиб) траекторий вверх свидетельствует о том, что по мере продвижения вдоль стримера скорость выброшенного объема плазмы увеличивается, т. е. движение происходит с ускорением. Анализ этих треков позволяет определить зависимость скорости от местоположения облака плазмы относительно Солнца. Как показывают наблюдения, ускорение постепенно уменьшается. Наибольшие ускорения регистрируются до гелиоцентрических расстояний $10 - 12 R_{\odot}$. Данные о скоростях в зависимости от гелиоцентрического расстояния, выраженного в радиусах Солнца, для 80 различных случаев выброса вещества из стримеров приведены на рис. 8а. Разброс точек не очень большой - в пределах $\approx 150 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. В среднем скорости $\approx 50 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ на расстоянии $3 - 4 R_{\odot}$ увеличиваются до $\approx 300 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ на расстоянии $20 R_{\odot}$. Характер зависимости имеет параболический вид.

Для сравнения приведены результаты измерения для 38 корональных выбросов вещества средней мощности (рис. 8б). Видно, что скорости СМЕ на гелиоцентрических расстояниях $10 - 20 R_{\odot}$ варьируются в широких пределах - от величин, меньших $100 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, до $600 - 700 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$. Корональные выбросы вещества демонстрируют большое разнообразие не только в скоростях, но и в морфологии, и массах. Это зависит

от типа предэруптивных структурных образований, дающих начало СМЕ, а также от неоднородностей в слоях короны, через которые они проходят.

Выбрасываемые из стримеров массы вещества имеют сначала меньшую скорость, а затем такую же, какую имела бы расширяющаяся по Паркеру корона при температуре $T \approx 1 \times 10^6$ К. Этот случай показан на рис. 8 а сплошной кривой. Наблюдаются также случаи втекания вещества в стримерах [14]. Образования отличаются очень малой интенсивностью и различимы с трудом.

В [16] исследуются события особого типа, происходящие высоко в короне и представляющие собой возвратные движения вещества из центральных областей корональных выбросов масс СМЕ. Пример такого события показан на рис. 9 согласно рис. 3 из [16]. Подъем и последующее падение вниз твистовой структуры, представляющей собой ядро СМЕ, были зарегистрированы 6 марта 2000 г. на коронографе LASCO C2. На рис. 9 можно видеть, как относительно яркая и компактная структура поднимается до высоты около $3,5 R_{\odot}$ и затем падает назад к Солнцу. Образование имело скрученную форму и включало в себя значительную долю вещества СМЕ. Консистенция СМЕ была диффузной и, проследовав быстро через поле зрения коронографа C3, СМЕ стал невидим. Путем сравнения данных LASCO/SOHO и EIT/SOHO авторы [16] делают вывод, что это событие, по-видимому, было инициировано эрупцией волокна с поверхности Солнца со скоростью, превышающей $150 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$.

Другой пример возвратного падения ядра СМЕ демонстрируется на рис. 10 согласно рис. 1 из [16]. Видно, что структура, имеющая форму купола, достигает максимальной высоты и затем внезапно начинает падать вниз по направлению к Солнцу. Возврат вниз начинается приблизительно через 2 часа после того, как передний фронт СМЕ пересек поле зрения коронографа C2. В [16] систематизировано около 20 таких событий (возвратных падений коронального вещества), наблюдавшихся на LASCO в течение 1999-2001 гг. и связанных с прохождением СМЕ. Во всех рассмотренных авторами случаях заметная часть ядра СМЕ после подъема до высот порядка $2,5 - 6 R_{\odot}$ и внезапно возвращалась назад к Солнцу. Направленные вверх скорости СМЕ относительно невелики и лежат в пределах от $\approx 250 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ до $\approx 450 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Часто такие СМЕ двигаются с небольшим торможением, как это становится ясным из анализа их траекторий. Поэтому неудивительно, что некоторая часть вещества из внутреннего ядра СМЕ не может достичь величины скорости отрыва и остается связанной с Солнцем силами гравитации

и магнитного натяжения.

Такие облака плазмы, которые не смогли улететь из-за своей недостаточной скорости, часто, спустя некоторое время, выталкиваются последующими потоками вещества, поднимающимися снизу, и в конце концов покидают Солнце, уносимые более быстрыми потоками плазмы или выбросами и частично солнечным ветром. Структуры, представляющие собой ядра СМЕ, поднимаются со скоростями около $+(100-400)$ км·с⁻¹, несколько меньшими, чем скорости передних фронтов СМЕ, и возвращаются со скоростями порядка $-(50-200)$ км·с⁻¹.

В [4, 5] по предложенной авторами методике проведены оценки средних скоростей всех корональных выбросов в широтной зоне от 0° до 30° в зависимости от гелиоцентрического расстояния, изменяющегося в пределах от $2 R_{\odot}$ до $24 - 28 R_{\odot}$. Отдельно проанализированы данные наблюдений на LASCO SOHO за период с 6 марта 1999 г. по 5 марта 2000 г., близкий к максимуму солнечной активности, и за период с 15 мая 1996 г. по 14 мая 1997 г., близкий к минимуму солнечной активности. Проводится усреднение за год, т. е. получается одно значение для каждого гелиоцентрического расстояния как результат усреднения по разным конкретным событиям, разным позиционным углам и направлениям, и усреднения по времени. Средние скорости СМЕ в период максимума выше на всех гелиоцентрических расстояниях и увеличиваются от ≈ 50 км·с⁻¹ на $2,5 R_{\odot}$ до ≈ 370 км·с⁻¹ на $20 R_{\odot}$, в то время как в период минимума солнечной активности скорости увеличиваются от ≈ 30 км·с⁻¹ на расстоянии $2,5 R_{\odot}$ до ≈ 320 км·с⁻¹ на расстоянии $20 R_{\odot}$. Зависимости имеют четко выраженный не гладкий характер с локальными пиками и минимумами, но в среднем хорошо аппроксимируются теоретической кривой, рассчитываемой в предположении простого расширения изотермической короны при $T \approx 1 MK$ как можно видеть на рис. 4 из [4]. Солнечный ветер, измеряемый в окрестностях Земли, также имеет периодическую зависимость от цикла солнечной активности ($410 - 460$ км·с⁻¹). Ускорения в корональных выбросах вещества СМЕ увеличиваются от ≈ 1 м·с⁻² на $2,5 R_{\odot}$ до ≈ 5 м·с⁻² на гелиоцентрических расстояниях свыше $5 R_{\odot}$.

Примеры различных треков вещества, наблюдаемые при помощи коронографов C2 и C3 LASCO SOHO во время корональных событий различных типов, происходящих высоко в короне, показаны схематически на рис. 11. На оси Y отложены гелиоцентрические расстояния, выраженные в солнечных радиусах R_{\odot} , а вдоль оси X - длительность событий в часах. Двухнаправленные события, исследованные в [13], существовали в течение

приблизительно двух часов (рис. 11 а). Такие события как тонущие столбы наблюдаются в течение многих часов (рис. 11b). Возвратные события, связанные с корональными выбросами вещества, могут быть длительными (временной интервал около 10-12 часов) и более краткими (временной интервал 5-6 часов), как это указано на рис. 11с. Приведена также траектория облака плазмы, выброшенного из стримера и видимого в поле коронографов C2, C3 LASCO SOHO до расстояний 20-30 R_{\odot} (рис. 11d). Массы плазмы пролетают эти расстояния за 20-30 часов в зависимости от своей скорости.

Результаты наблюдений на LASCO SOHO собраны нами в таблице 1. Дата и тип события приведены в первом и втором столбцах соответственно. Систематизированы данные относительно следующих явлений: двунаправленных событий, происходящих или вдоль узких траекторий, или охватывающих широкий диапазон позиционных углов, когда две структуры разлетаются в разные стороны; тонущих столбов плазмы или облаков плазмы, выглядевших подобно падающим занавесам; выбросов вещества из стримеров; событий, связанных с возвратом части корональной плазмы из центральных ядер корональных выбросов; СМЕ. В третьем столбце для двунаправленных событий приводится диапазон высот их образования, а для других случаев - диапазон высот, на которых события были видимы. Скорости и ускорения, направленные вверх (V_u and A_u) или вниз (V_d and A_d), приводятся с их знаками в четвертом и пятом столбцах соответственно. Когда движение изменчиво, тогда указываются значения скоростей и ускорений в начале (V_b and A_b), конце пути (V_e and A_e) или во время „максимальной фазы“ (V_{max}).

Для 40 двунаправленных (вверх-вниз) пар движений коронального вещества, исследованных в [13], диапазон скоростей дается отдельно для движений, направленных вверх и вниз. Следует помнить, что в этих случаях согласно анализу, проведенному автором, движения можно было рассматривать как равномерные. Скорости, направленные вверх больше скоростей, направленных вниз, и средняя разность между ними равна $112 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. Средняя высота, где возникают эти события, оценивается равной $3,7 R_{\odot}$.

Продолжительность событий дается в шестом столбце. Для возвратных событий, происходящих во время СМЕ и исследованных в [16], а также для выбросов масс из стримеров и для СМЕ приводится диапазон времени, когда событие наблюдалось в поле зрения коронографов C2 и C3 LASCO SOHO. Ссылки указываются в последнем

столбце. Частота двунаправленных событий - 1 событие в неделю, но реально более часто, как это обсуждалось в [13], в зависимости от геометрии излучающего слоя корональной плазмы по отношению к наблюдателю. Тонущие столбы плазмы наблюдались каждый час, а в период максимума солнечной активности происходит до 100 событий в день [14], разлетающиеся арки наблюдаются несколько раз в месяц. Частота возникновения всех событий зависит от фазы солнечной активности. Все они, и особенно СМЕ, и, следовательно, связанные с ними возвратные движения масс вещества, более часто происходят во время максимума солнечной активности.

4. ОБСУЖДЕНИЯ

Были рассмотрены различные события, связанные с втеканиями и вытеканиями корональной плазмы на высотах около $2 \div 6 R_{\odot}$ и выше до $30 R_{\odot}$. Анализируя данные, приведенные в таблице, мы видим, что характеристики движений сильно изменяются в зависимости от типа движений. Скорости, измеряемые в картинной плоскости, принимают величины в диапазоне от $-200 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$ до $+400 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, а ускорения от $+30 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$ до $-100 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$. События наблюдаются в поле зрения коронографов C2, C3 LASCO SOHO в течение временных интервалов от 2^h до $\approx 30^h$. Часто события происходят на секторных границах крупномасштабных магнитных полей или границах корональных дыр, где противоположно направленные магнитные поля сталкиваются вместе, становясь шировыми из-за движений на фотосферных уровнях. Возможно, что пересоединение магнитных силовых линий может объяснить такие события, как тонущие столбы плазмы, падающие занавесы, двунаправленные движения плазмы. Линии магнитного поля могут пересоединяться в областях с пониженной плотностью позади тонущих столбов плазмы. Во время события 13-14 апреля 2000 г. искривление корональных лучей было вызвано прохождением СМЕ. В результате в ближайшей корональной области наблюдалось последующее образование сгустка плазмы и движение вниз объема коронального вещества. Этот случай, демонстрирующий связь тонущих столбов и СМЕ, обсуждается детально в [12].

Существует корреляция „втекающих событий“ (inflowing events) с циклом солнечной активности. Наблюдается связь с рекуррентными долгоживущими структурами крупномасштабных магнитных полей на Солнце, как это указывается в [12]. Тонущие объемы

плазмы, выглядевшие подобно столбам или падающим занавесам, пары структур, разлетающиеся вверх-вниз можно объяснить моделью пересоединения. Как это показано в [7], можно оценить, что наиболее благоприятные условия для пересоединения линий магнитного поля существуют в короне на высоте около $3.8 R_{\odot}$, что согласуется с результатами наблюдений при помощи коронографа LASCO C2 SOHO.

Можно представить себе различные возможные механизмы, в результате которых вещество ограниченными порциями периодически выносится из области магнитного поля с закрытыми силовыми линиями касповых структур стримеров - это растяжение магнитной петли, когда газовое давление превышает магнитное давление; процесс пересоединения с соседними открытыми силовыми линиями, когда вещество стримера, удерживаемое магнитным полем с закрытыми структурами, уносится вдоль открытых магнитных силовых линий; возможность сближения магнитных силовых линий на каком-то расстоянии от Солнца и отрыв некоторого объема корональной плазмы в результате пересоединения [14].

Наблюдаемые случаи втекания вещества в стримерах возможно возникают вследствие закрытия магнитных силовых линий в процессе их пересоединения или сжатия петли после ее максимального растяжения под действием сил магнитного натяжения и гравитации. Как подчеркивается в [14], пока по данным наблюдений на LASCO SOHO не были обнаружены слабые потоки вещества, направленные вниз, не существовало очевидного доказательства процесса сокращения магнитных силовых линий во внешней солнечной короне.

Ускорения в структурах, наблюдаемых как тонущие столбы плазмы, на высотах $3 \div 5 R_{\odot}$ порядка $2 \div 6 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$, т. е. меньше, чем гравитационное, которое на тех же расстояниях от Солнца лежит в пределах от 11 до $30 \text{ м}\cdot\text{с}^{-2}$. Падение вещества происходит в результате совместного действия различных сил на корональную плазму таких как гравитация, магнитные силы и силы взаимодействия с окружающей средой. В результате вязкости воздействие корональных структур, расположенных вблизи движущегося облака плазмы, сказывается в виде толкающей вперед или наоборот тормозящей силы в зависимости от соотношения скоростей фона и движущегося сгустка.

Магнитогидродинамическое моделирование процесса падения плотного сгустка плазмы в вертикальном магнитном поле показало, что позади падающей вниз материи формируется разреженная область [6]. По-видимому, темные хвосты, следующие за тонущими

щими столбами плазмы (как это видно из рис 1, приведенного выше), темная область между большими разлетающимися арками (рис. 3) являются объемами с пониженной плотностью вещества.

Движения частей ядра СМЕ, возвращающихся после подъема не выше 5 - 6 R_{\odot} с ускорениями, изменяющимися в пределах от $+30 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$ to $-100 \text{ m}\cdot\text{s}^{-2}$, не согласуются с теорией баллистического движения плазмы. Наблюдаемые ускорения не соответствуют гравитационным. Как это показано в [16], траектории, смоделированные с учетом гравитации, магнитных сил и взаимодействия с окружающими потоками вещества короны, в принципе могут объяснить результаты наблюдений на коронографах C2 C3 LASCO SOHO.

5. ВЫВОДЫ

Итак, рассмотрены различные типы „втекающих“ и „вытекающих“ движений высоко в короне и их характеристики. Систематизированы морфологические особенности движущихся корональных структур, их скорости и ускорения, продолжительность их существования и связь со структурами крупномасштабного магнитного поля Солнца. События различаются как по своим характеристикам, так и по своей физической природе. Некоторые типы движения можно объяснить процессом магнитного пересоединения, а некоторые - совместным действием сил гравитации, магнитного поля и взаимодействия с фоновым движущимся веществом.

Источниками медленного солнечного ветра, кроме медленных СМЕ, являются также небольшие корональные дыры (КД) в экваториальной зоне, границы полярных КД, стримеры. Непосредственные наблюдения медленного солнечного ветра (SW) вблизи Солнца на расстояниях, меньших 0,3 а. е., затруднены. Однако, как полагают авторы, в [16], [10], [14], что наблюдения на коронографах C2 и C3 LASCO SOHO движений облаков плазмы относительно малых размеров до $0,1 R_{\odot}$ в поперечнике и с повышенной по отношению к окружающей короне плотностью вещества позволяют проследить за процессом ускорения солнечного ветра в ближайшей окрестности Солнца. С окружающей средой эти выбрасываемые из стримерных каспов массы вещества связаны силами вязкости и давления и уносятся солнечным ветром, за короткое время приобретая скорость, свойственную SW. Скорость вещества, выбрасываемого стримерами,

на расстояниях около $20 R_{\odot}$ достигает величин порядка $300 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, характерных для медленного солнечного ветра на этих расстояниях. Таким образом авторы в [15], [16] полагают, что облака вещества, выбрасываемые систематически из стримеров, можно рассматривать в качестве трассеров окружающей плазмы, уносимой солнечным ветром.

Изучение всех этих процессов необходимо для лучшего понимания динамики солнечной короны на больших высотах и проблемы зарождения солнечного ветра SW.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарны доктору Sheeley N. R. Jr., доктору Wang Y.-M., и доктору Simnett G.M. за разрешение использовать некоторые изображения корональных событий, полученных на LASCO/SOHO, из их публикаций. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (04-02-16125-а).

-
1. A. B. Delone, E. A. Makarova, *Solar Phys.*, **45**, 157 (1975).
 2. A. B. Delone, E. A. Makarova, G. V. Yakunina, *Astrophys. and Astronomy.*, **9**, 41 (1988).
 3. А. Б. Делоне, Г.В. Якунина, Г.А. Порфирьева, *Известия РАН, серия физич.*, **67**, 381 (2003).
 4. D. J. Lewis, G. M. Simnett, *MNRAS*, **333**, 969 (2002).
 5. D. J. Lewis, G. M. Simnett, *MNRAS*, **317**, 1005 (2000).
 6. D. H. Mackay, K. Galsgaard, *Solar Phys.* **198**, 289 (2001).
 7. G. Mann, A. Klassen, H. Auras, H.-T. Classen, *A&A*, **400**, 329 (2003).
 8. N. R. Sheeley, Jr., T. N. Knudson, Y.-M. Wang, *Astrophys. J.* , **546**, L131 (2001).
 9. N. R. Sheeley, Jr, J. H. Walters, Y.-M. Wang, R. A. Howard, *J. Geophys. Res.*, **104**, 24,739 (1999).
 10. N. R. Sheeley, Jr., Y.-M. Wang, S. H. Hawley et al., *Astrophys. J.* , **484**, 472 (1997).
 11. N. R. Sheeley, Jr., Y.-M. Wang, *Astrophys. J.* , **562**, L107 (2001).
 12. N. R. Sheeley, Jr., Y.-M. Wang, *Astrophys. J.* , **579**, 874 (2002).
 13. G. M. Simnett, *A&A*, **416**, 759 (2004).

14. Y.-M. Wang, N. R. Sheeley, Jr., D. G. Socker, R.A. Howard, N. B. Rich, J. Geophys. Res., **105**, 25133 (2000).
15. N. R. Sheeley, Jr., Y.-M. Wang, J. H. Walters, G.E. Brueckner, R. A. Howard, D. J. Michels, P. L. Lamy, R. Schwenn, G. M. Simnett, Astrophys. J. , **498**, L165 (1998).
16. Y.-M. Wang, N. R. Sheeley, Jr., Astrophys. J. , **567**, 1211 (2002).

MATTER MOTIONS IN THE SOLAR CORONA BY OBSERVATIONS ON LASCO SOHO

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

On the base of the results of the white-light observations with the large-angle coronagraph C2 and C3 LASCO SOHO a brief review on coronal matter motions, visible in the picture plane, is presented. General characteristics of the morphology of the moving coronal formations and their velocities are systematized. In the high corona at the distances of (2 - 6) R_{\odot} events have been revealed both returning to the Sun and lifting upward. The observed velocities range from dozens to hundreds of $km \cdot s^{-1}$. Possible physical nature of the events is discussed.

Таблица 1. Скорости движения различных структурных образований в короне

Дата	Событие	Высота, R_{\odot}	Скорость, км/с	Ускорение, м/с^2	Длитель- ность,h	Ссылка		
V 1998 XI 2002	Двунаправ- ленное	$3.1 \div 4.4$	V_d V_u	$-(42 \div 169)$ $(91 \div 370)$	≥ 2	[13]		
24 X 2000	Двунаправл. арки	4.0	V_d V_u	-100 A_d 180 A_u	-4 +7	2 6	[12]	
12 VI 2000	Тонущий столб	$4.5 \div 2.2$	V_{db} V_{max} V_{de}	-40 A_b -75 0 A_e	-6.5 +6.5	7	[12]	
2 II 2000	Тонущий столб	$4.5 \div 2.2$	V_{db} V_{max} V_{de}	-40 A_b -57.5 0 A_e	-4.1 +7.0	7	[12]	
25 X 1999	Тонущий столб	$4.0 \div 2.0$	V_{db} V_{de}	-75 A_b -10	+1.9	7	[12]	
13 IV- 14 IV 2000	Тонущий столб СМЕ	$4.5 \div 2.5$	V_{db} V_{de} V_{ub}	-70 -40 $500 \div 600$			[12]	
18X-19X 1999	Подъем петель Тонущий занавес	$3.0 \div 4.0$ $4.0 \div 2.2$	V_{ub}	+30			[12]	
1998- 2001	СМЕ Подъем и падение ядра СМЕ	$2.0 \div 6.0$ $6.0 \div 2.0$	V_{ub} V_{de}	$250 \div 450$ $100 \div 400$ $-(50 \div 200)$	A_b A_e	$-10 \div 30$ $-(20 \div 100)$	$5 \div 14$	[16]
24 V 1996	Стример	$5.0 \div 26$	V_{ub} V_{ue}	120 350		24	[10]	
30 X 1996	Стример	$3.7 \div 20$	V_{ub} V_{ue}	160 310		16,5	[10]	
30 IV 1996	Стример	$5.0 \div 24$	V_{ub} V_{ue}	50 360		24	[10]	
1996	Стример 65 случаев	$2.5 \div 30$	V_{ub} V_{ue}	50 350			[10]	
1996	Стример 80 случаев	$3.5 \div 29$	V_{ub} V_{ue}	40 360			[14]	
5 XI 1996	СМЕ	$2.5 \div 26$	V_{ub} V_{ue}	30 340			[10]	
15 V1996 14 V1997	СМЕ	$2.0 \div 24$	V_{ub} V_{ue}	40 A_b 300 A_e	1 5	25	[5]	
6 III1999 5 III2000	СМЕ	$2.0 \div 28$	V_{ub} V_{ue}	50 A_e 450 A_e	2 5	22	[4]	

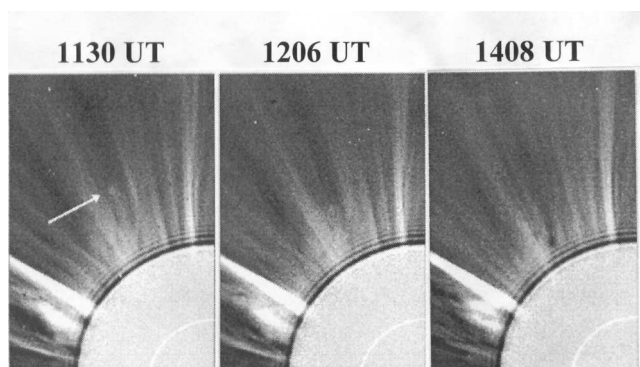


Рис. 1. Изображения столба слабой интенсивности 12 июня 2000 г., движущегося внутрь. Вершина столба указана стрелкой в 11:30 UT. Показан северо-восточный квадрант поля зрения LASCO C2. Край затмевающего диска находится примерно на гелиоцентрическом расстоянии $2 R_{\odot}$. Согласно рис. 1 из [12].

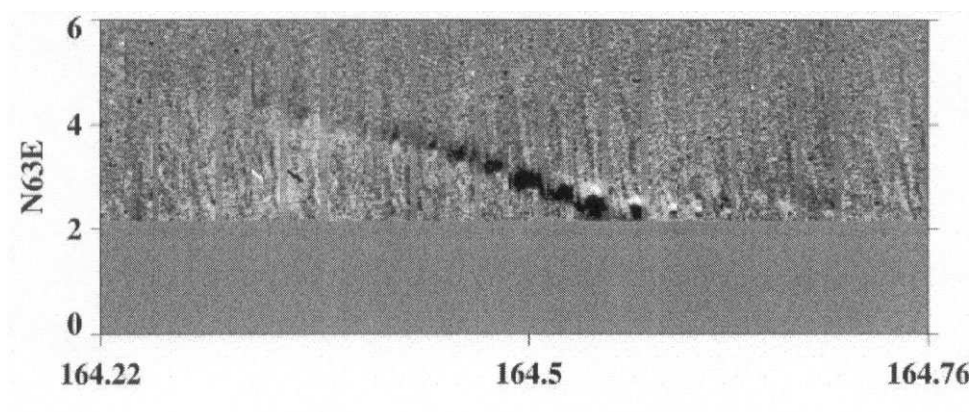


Рис. 2. Карта высота-время для события 12 июня 2000 г., составленная из радиальных разрезов вдоль позиционного угла $N\ 63^\circ$. Направленный вниз трек, ясно видимый на карте, соответствует столбу плазмы, движущемуся внутрь и показанному на рис. 1. Согласно рис. 2 из [12].

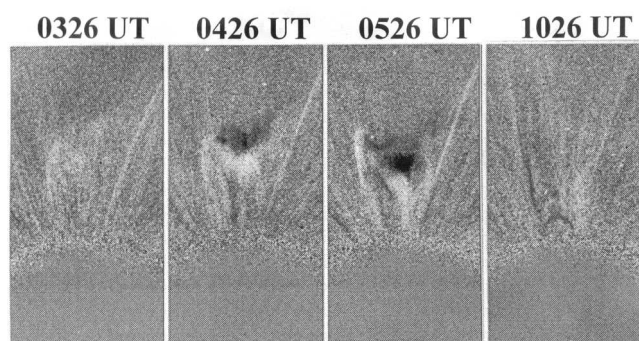


Рис. 3. Изображения события 19 октября 1999 г., выглядящего подобно падающему занавесу. Согласно рис. 12 из ([12].

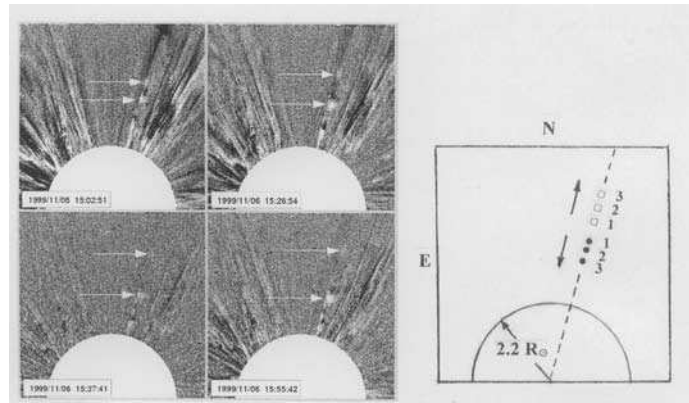


Рис. 4. Изображения двунаправленного события 6 ноября 1999 г., согласно рис. 1 из [13] - слева. Схематический рисунок положения сгустков плазмы для трех моментов времени 15:02:51 UT, 15:26:54 UT и 15:55:42 UT - справа. Разлетающиеся сгустки корональной плазмы указаны стрелками. Полукруг представляет собой половину диска, затмевающего Солнце, на коронографе LASCO C2. Граница затмевающего диска находится на расстоянии около $2 R_{\odot}$.

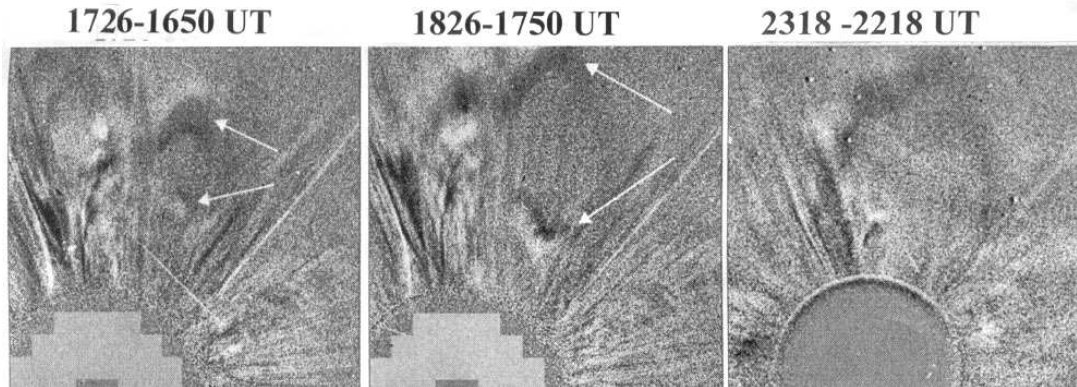


Рис. 5. Изображения больших арок 24 октября 2000 г., разлетающихся с разными скоростями и указанных стрелками. В два первых момента (17:26 и 18:26 UT) обе арки видны в поле зрения коронографа LASCO C2. Край затмевающего диска примерно на расстоянии $2 R_{\odot}$. В 23:18 UT только улетающая арка видна в поле зрения коронографа C3 вплоть до расстояния приблизительно $12 R_{\odot}$. Край затмевающего диска находится около $4 R_{\odot}$. Согласно рис. 14 из [12](Seeley, Wang, 2002).

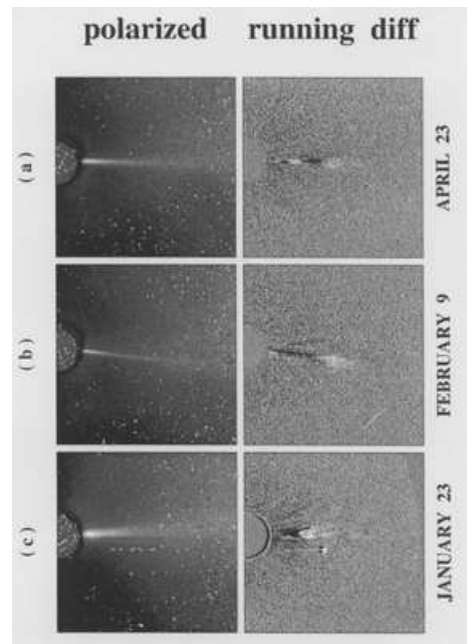


Рис. 6. Выбросы вещества из стримеров, зарегистрированных на коронографе C3 LASCO SOHO в белом свете в 1997 г. Поле зрения: $(3,7 - 30) R_{\odot}$. Даты наблюдений приведены справа.

В левой колонке видны изображения в поляризованном свете, в правой - разностные изображения (разница во времени 1 - 2 часа), на которых выбросы выглядят как образования вытянутой формы, передняя часть которых светлая, а задняя темная. Согласно рис. 9 из [15].

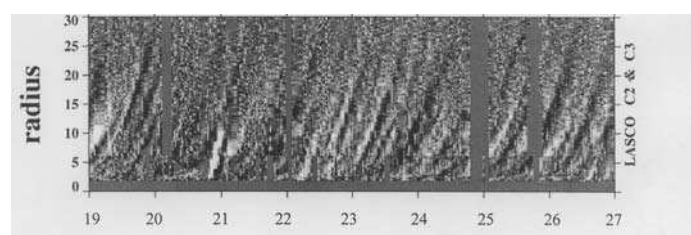


Рис. 7. Траектории выбросов вещества из стримера, наблюдавшихся 19-26 апреля 1997 г. на коронографах C2 и C3 LASCO SOHO. По оси X отложено время в сутках, по оси Y гелиоцентрическое расстояние в радиусах Солнца. Согласно рис. 10 из [15].

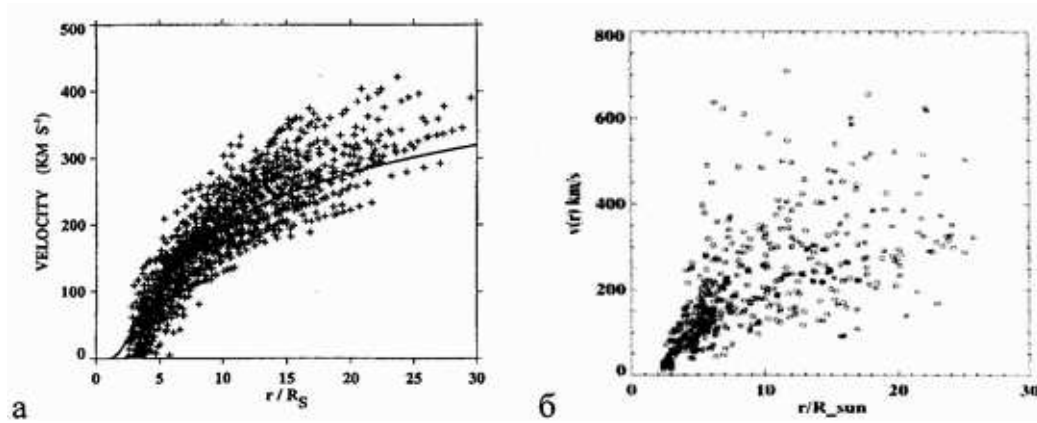


Рис. 8. Зависимость скорости от гелиоцентрического расстояния, выраженного в радиусах Солнца, а – для 80 разных событий выброса вещества из стримеров. Сплошной кривой представлена зависимость для случая радиально расширяющейся изотермической короны (1 МК). Согласно рис. 7 из (Wang et al., 2000). б – для 38 корональных выбросов масс средней мощности. Согласно рис. 6 из [10].

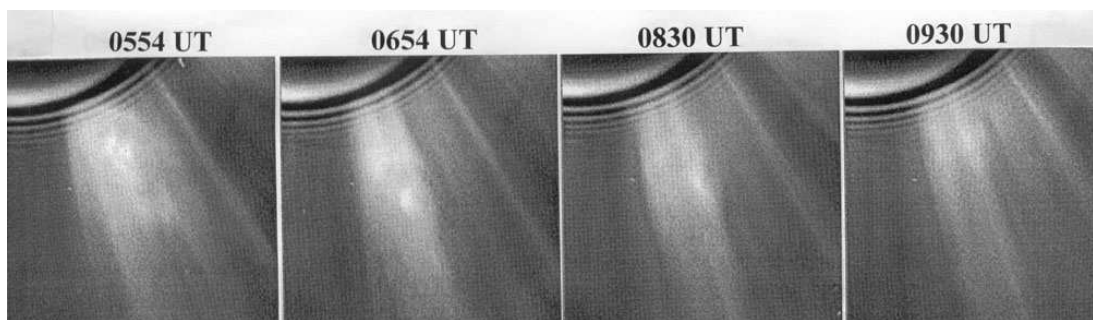


Рис. 9. Изображения, демонстрирующие подъем до высоты около $3,5 R_{\odot}$ и последующее опускание компактной закрученной структуры, являющейся значительной частью ядра СМЕ, наблюдавшегося 6 марта 2000 г. Согласно рис. 3 из [16].



Рис. 10. Изображения, демонстрирующие падение назад ядра во время СМЕ, наблюдавшегося 7 апреля 1999 г. в юго-восточном направлении на LASCO C2. Согласно рис. 1 из [16].



Рис. 11. Схематические изображения различных типов треков движущейся корональной плазмы: а – разлетание вверх и вниз по радиальному направлению, б – опускание вниз по радиальному направлению с ускорением и последующем торможением, в – возвратные движения (по радиальному направлению) части вещества из ядра СМЕ, г – выброс вещества из стримера.

Секция 4

«Активные процессы на Солнце»

Исследование возможностей краткосрочного прогноза солнечных вспышек на основе двухчастотного критерия «нормальных»долготных зон

И. А. Бакунина¹

¹ *ФГНУ Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород*

Предложен метод краткосрочного прогноза солнечных вспышек по наблюдениям в сантиметровом диапазоне на двух радиогелиографах - ССРТ (5.2 см) и NoRH (1.76 см). Метод основан на сравнении пространственной структуры поляризованного излучения активной области (АО) при ее перемещении по диску Солнца с «нормальным»распределением поляризации на каждой длине волны, т.е. с некоторым стандартизованным поведением структуры поляризованного излучения стабильной биполярной АО, в которой, как правило, наблюдается «геометрический»эффект - явление смены знака круговой поляризации. Отклонение от «нормальной»структуры характерно для квазистабильных и вспышечно-продуктивных активных областей.

На основе таблиц сопряженности и коэффициента успешности показана лучшая эффективность ретроспективного прогноза согласно двухчастотному критерию для 20 вспышечных АО, наблюдавшихся на солнечном диске в 2001-2006 гг., по сравнению с ретроспективным прогнозом по поляризационному параметру критерия Танака-Эноме (для 5.2 см) и одночастотному модифицированному критерию (как для 5.2 см, так и для 1.76 см).

1. ВВЕДЕНИЕ

Мощные солнечные вспышки оказывают существенное влияние на состояние околоземного космического пространства, определяющего функционирование орбитальных и наземных технологий [1, 2], поэтому оперативный прогноз солнечных вспышек становится одной из актуальнейших проблем. Многочисленные предвестники вспышечной активности можно обнаружить во всем диапазоне электромагнитного излучения, но именно микроволновое излучение содержит важную информацию о структуре и изме-

нениях магнитного поля в верхней хромосфере и короне активных областей, которые определяют условия генерации и ускорения геоэффективных потоков энергичных частиц и коротковолнового электромагнитного излучения.

К настоящему моменту известны множество признаков предвспышечной ситуации по микроволновому излучению, но ощущается недостаток в разработанных критериях, способах и методах прогноза с высоким пространственным разрешением.

Одним из критериев краткосрочного прогноза по микроволновому излучению является широко известный критерий Танака-Эноме (1975) [3]. Этот критерий был разработан для крупных АО, размеры которых составляют ~ 4 угловых мин. и основывался на одномерных наблюдениях с разрешением $1' - 2'$. Согласно критерию, мощные вспышки с большей вероятностью можно ожидать в тех АО, характеристики которых удовлетворяют следующим условиям:

1. Спектральная плотность потока излучения на волне 3.2 см $F(3.2)$ превышает значение в 10 с.е.п.
2. Отношение потоков на волнах 3.2 см и 8 см $F(3.2)/F(8.0) \geq 1$.
3. Распределение одномерной яркости поляризованного излучения на волне 3.2 см имеет Е или Р-конфигурацию.

Р-конфигурация одномерного распределения поляризованного излучения (пик одной полярности в центре, два - противоположной - по бокам, так называемое мультиполярное распределение) говорит о том, что активная область с таким распределением поляризации всегда вспышечно-опасна и часто производит протонные вспышки, Е-конфигурация (два пика противоположной полярности, соответствующие полярностям головного и хвостового пятен - биполярное распределение) - опасна, но менее, чем предыдущая (электроны и протоны ускоряются до субрелятивистских энергий), и S (один пик, так называемое униполярное распределение) - практически не опасна вообще.

Критерий Танака-Эноме (ТЭ) был разработан, в свое время, по данным с относительно низким угловым разрешением, и, кроме того, он совершенно не учитывал положения активной области на диске Солнца, т.е. явление смены знака круговой поляризации [4], [5, 6], [7]-[9], [10]-[13], возникающее вследствие прохождения радиоизлучения через область квазипоперечных магнитных полей, расположенную на высотах 50-100 Мм.

В 1992 году был предложен модифицированный критерий Танака-Эноме, разрабо-

танный по данным ССРТ для одной частоты - 5.7 ГГц с высоким пространственным разрешением ($20''$), где параметру распределения поляризации по АО в зависимости от ее положения на солнечном диске было отведено центральное место [14, 15]. В дальнейшем, в тексте данной статьи будем называть этот критерий «Одночастотным критерием нормальных долготных зон», опуская кавычки.

Действительно, по физическому смыслу самой задачи обнаружения вспышечно-опасных АО по их микроволновому излучению совершенно ясна необходимость строго разделять чисто геометрические эффекты, возникающие в картине изменения радиоизлучения АО за время ее прохождения по солнечному диску (вследствие изменения направления на наблюдателя), от тех реальных физических эффектов, происходящих в солнечной плазме, которые могут привести к развитию солнечной вспышки. Для того чтобы вычленить геометрическую составляющую, в данной работе вводится понятие «нормального прохождения АО» по диску, которому соответствуют долготные зоны «нормального» распределения поляризации в [14, 15].

Одночастотный критерий нормальных долготных зон для частоты ССРТ 5.7 ГГц учитывает изменения пространственной структуры поляризованного излучения АО в зависимости от ее положения на диске.

Вычленение геометрического вклада, характерного для стабильных АО (где структура магнитного поля близка к потенциальной, и поэтому они не являются вспышечно-опасными), позволяет по анализу структуры поляризации установить, в каких АО существует в достаточно больших объемах и количествах свободная (связанная с электрическими токами) магнитная энергия, и где, соответственно, могут происходить иные по физической природе смены знака поляризации, обусловленные перестройкой достаточно сложных магнитных полей [16, 17].

2. ОСНОВЫ МЕТОДА ОДНОЧАСТОТНОГО КРИТЕРИЯ НОРМАЛЬНЫХ ДОЛГОТНЫХ ЗОН

Микроволновое излучение пятенных источников АО генерируется тепловым циклотронным механизмом в плазме внутри сильных магнитных полей, так что пространственное распределение поляризованного микроволнового излучения по радиоисточнику, регистрируемое радиотелескопом, в случае циклотронного излучения на 2 и 3

гармониках гирочастоты, определяется для данной частоты соотношением излучения необыкновенной и обыкновенной волн в солнечной атмосфере, которое при геометрико-оптическом приближении определяется электронной плотностью N_e , величиной магнитного поля B , углом θ между лучом зрения и направлением магнитного поля в области генерации излучения и на пути его распространения в короне [7]-[9]. Этот угол изменяется вследствие вращения Солнца.

Когда волны пересекают области квазипоперечных магнитных полей, их поляризация может изменять знак, причем, степень поляризации меняется в зависимости от положения АО на диске. Когда излучение пересекает слой с поперечным магнитным полем (QT) [4] при соблюдении приближения геометрической оптики (ГО), знаки поляризации от обоих источников должны стать одинаковыми: е- и о-моды сохраняются в процессе прохождения через QT, но т.к. направление магнитного поля по лучу зрения меняется (по мере прохождения АО по диску), знак поляризации обеих мод меняется на противоположный. Согласно [8], существует критическое соотношение между частотой распространяющейся волны f_t и величиной магнитного поля H_t , которое делит область поперечного распространения на две различные зоны и определяется соотношением:

$$f_t = \left(\frac{e^5 N_e H_t^3}{32\pi^2 \ln 2 m_e^4 c^4 |d\theta/dz|} \right)^{1/4} \approx \left(\frac{2 \cdot 10^{17} N_e H_t^3}{|d\theta/dz|} \right)^{1/4}$$

Здесь θ - угол между магнитным полем и направлением распространения волны, z - координата вдоль луча зрения, N_e - электронная концентрация, H_t - магнитное поле в области квазипоперечного распространения, c - скорость света, e и m_e - заряд и масса электрона. Эту область, разделяющую поперечное распространение на две зоны называют по-разному: полосой деполяризации [23] или «фазовым» («затменным») экраном [24], т.к. инверсию круговой поляризации можно рассматривать как затменный процесс захода источника поляризованного излучения за область поперечного магнитного поля, которая условно представляется в виде экрана конечной толщины [25]. При $f \gg f_t$ распространение на частоте f будет происходить без изменения направления вращения электрического вектора, а при $f \ll f_t$ знак поляризации изменится на противоположный. Вблизи f_t поляризация обращается в линейную. Т.к. при изменении гелиодолготы АО радиоволны пересекают магнитные силовые линии под разными углами, изменяется величина H_t , следовательно, влияние условий распространения радиоволн всегда надо учитывать при анализе поляризованного излучения АО.

В одночастотном критерии нормальных долготных зон ([5, 6, 14, 15], [18]-[22]) учет положения АО на диске осуществляется разбиением видимой поверхности Солнца на меридиональные зоны с известным «нормальным» (не вспышечно-опасным) распределением поляризации. Оно рассчитывается для простой биполярной (БП) АО, поляризованное излучение которой в прилиббовых зонах отсутствует [18], а при прохождении АО по солнечному диску меняет знак, так что в восточном полушарии можно наблюдать простую S-конфигурацию (см. выше), в центре диска - E-конфигурацию и в западном полушарии - S-конфигурацию противоположной полярности (рис. 1).

Положения границ зон вычисляются по эмпирическим формулам с учетом значений параметров φ , l , Δ (гелиошироты, протяженности и угла наклона активной области к экватору, соответственно) [5, 6], [14, 15]. По результатам статистического исследования моментов появления поляризованного компонента при выходе АО из-за восточного лимба и его исчезновения при заходе за западный лимб [18] граница между зонами I и II проходит по долготе $L = 80^0,1 \pm 1^0,6$ в восточном полушарии и по долготе $L = 74^0,4 \pm 1^0,8$ в западном полушарии. Восточную границу между зоной II и III вычисляем по формуле:

$$t_n = (-1.27 \pm 0.37) - (1.18 \pm 0.48) \cos \Delta / l \operatorname{tg} \varphi, \quad (2)$$

где l измеряют в угловых градусах, t_n - время начала явления смены знака или появления E-конфигурации в распределении поляризации по АО - в сутках (знак «-» для t_n соответствует восточному полушарию, знак «+» - западному, значение «0» соответствует моменту пересечения АО центрального меридиана - ЦМ). Западная граница между зоной III и II определяется по формуле:

$$t_k = t_n + \tau_e,$$

(t_n - время начала явления, τ_e - его продолжительность, t_k - момент окончания явления, последний день существования E-конфигурации), где

$$\tau_e = (3.02 \pm 0.44) - (0.99 \pm 0.15) t_n$$

- для низкоширотных групп пятен ($\varphi < 20^0$) и

$$\tau_e = \exp((1.30 \pm 0.11) - (0.10 \pm 0.05) t_n)$$

- для высокоширотных групп пятен ($\varphi > 20^\circ$)

Если АО расположена вблизи лимбов, определение параметров Δ и l из-за влияния эффектов проекции сильно затруднено, а иногда и вообще невозможно. В этих случаях применяются однопараметрические формулы:

$$t_n = (-4.03 \pm 1.34) + (8.97 \pm 3.28) \sin \varphi$$

$$\tau_e = (10.50 \pm 1.38) - (13.45 \pm 3.44) \sin \varphi$$

- для групп пятен с малыми углами наклона оси группы относительно экватора ($\Delta < 20^\circ$) и

$$\tau_e = (-6.12 \pm 1.21) + (11.10 \pm 3.02) \sin \varphi$$

- для групп пятен с большими углами наклона оси группы относительно экватора ($\Delta > 20^\circ$).

Исходными данными в одночастотном критерии служат изображения Солнца в полном и поляризованном микроволновом излучении, фотогелиограммы, магнитограммы и Н-фильтрограммы. Оптические данные и магнитограммы в настоящее время доступны по сети Интернет на сайтах <http://www.sec.noaa.gov/today.html>, <http://sohowww.nascom.nasa.gov>.

Нормальными (не вспышечно-опасными) распределениями поляризации в зонах являются (рис.1)

- в зоне I: отсутствие поляризованного компонента в микроволновом излучении;
 - в зоне II: в восточном полушарии S-конфигурация со знаком поляризации, соответствующим полярности магнитного поля головного пятна, в западном полушарии S-конфигурация со знаком поляризации, соответствующим полярности магнитного поля хвостового пятна;
 - в зоне III: E-конфигурация со знаками поляризации, соответствующими распределению полярностей магнитного поля пятен в АО;
- S-конфигурация для униполярных АО во всех долготных зонах считается не вспышечно-опасной.

Вспышечно-опасными распределениями поляризации в зонах являются:

- в зоне I: существование поляризованного компонента микроволнового излучения;
- в зоне II: E-конфигурация или S-конфигурация с распределениями поляризации, не соответствующими распределению полярностей магнитного поля пятен в АО;

– в зоне III: S-конфигурация за исключением униполярных областей.

P-конфигурацию считают вспышечно-опасной во всех долготных зонах.

Определение границ зон и сравнение наблюдаемого распределения поляризации с нормальным проводятся отдельно для каждой АО. Эта операция повторяется ежедневно, пока АО не распадется или не скроется за западным лимбом диска. По данным микроволнового излучения для каждой АО определяются значения яркостной температуры T_b , степени поляризации ρ и потока микроволнового излучения F , вычисляется «излучательная» способность или удельный поток F/S (где S - площадь АО) [19].

Если АО находится вдали от границы зоны, то вспышечно-опасному распределению поляризации придается весовой фактор 2. Если наблюдаются резкие скачки в поведении F/S и значение потока превышает 20 с.е.п., то каждому индикатору приписывается весовой фактор 1. В противном случае весовой фактор принимает значение 0. Если АО находится вблизи границы зоны (24 часа от вычисленной границы зоны), вспышечно-опасному распределению поляризации придается весовой фактор 1. Если сумма факторов принимает значение ≥ 3 (в обоих случаях), предполагается, что в последующие 24 часа в АО произойдет солнечная вспышка балла $\geq M1.0$. Эта операция выполняется для каждой АО, затем результаты суммируются для Солнца в целом.

Если на видимом диске Солнца одновременно находится несколько АО, предусматривается предварительное ранжирование АО по магнитному классу. Обработка и анализ начинаются с АО, имеющей наиболее сложную структуру магнитного поля на уровне фотосферы. Изображения АО, значения параметров, вычисленные весовые факторы и реально произошедшие вспышки заносятся в базу данных. Для реализации способа создана программа на языке IDL, позволяющая автоматизировать прогноз, накапливать информацию для совершенствования алгоритма [20].

3. ДВУХЧАСТОТНЫЙ КРИТЕРИЙ НОРМАЛЬНЫХ ДОЛГОТНЫХ ЗОН

Оправдываемость прогноза только по одному прогностическому признаку одночастотного критерия показала высокие результаты [7], [21]. Но с вероятностью выше 70% предсказать вспышку удастся не всегда. Отклонение формы распределения поляризованного излучения по АО от "нормального" в долготной зоне может говорить как о необычной геометрии магнитных петельных структур (например, наклон петель в

сторону, противоположную обычной восточно-западной асимметрии, когда восточное крыло над хвостовой частью группы более наклонено к востоку, чем в головной части [22], о скрученности, изгибах и перехлестах магнитных петель), так и о непрозрачности магнитосферы АО. В процессе развития активной области, включающем в себя всплытие новых магнитных полей на уровне фотосферы и самые различные движения и пересоединения этих полей в более верхних слоях солнечной атмосферы, может происходить накопление магнитной энергии в виде токов, текущих в короне активной области, а также, возможно, потенциальной энергии холодного вещества, лежащего на вершинах силовых линий высоко в короне. Накопление магнитной энергии может привести к МГД-неустойчивости или потере равновесия магнитной конфигурации, за которой может последовать либо новое равновесное состояние, либо взрывное разрушение всей (или некоторой части) конфигурации. В зависимости от того, в какой форме развивается МГД неустойчивость и/или топологическая перестройка поля, запасенная энергия может выделяться в виде солнечной вспышки, эруптивного протуберанца и выброса корональной массы, либо по отдельности, либо в различных сочетаниях.

В настоящее время мы не знаем, на каких конкретно высотах в магнитосфере АО начинает обычно формироваться предвспышечная ситуация. Очевидно, информация, которую несет радиоизлучение на одной частоте сантиметрового диапазона, для решения этого вопроса совершенно не достаточна. Радиоизлучение, принимаемое на разных частотах и генерируемое на разных высотах атмосферы Солнца в этом отношении значительно более информативно. Для прогностических целей нам важно установить, какие физические параметры и на каком уровне атмосферы действительно пригодны для предсказания солнечных вспышек. Поэтому наблюдения предвспышечных изменений на разных высотах магнитосферы АО становятся необходимым условием успешного вспышечного прогноза. Согласно спектральным наблюдениям на РАТАН-600 [16, 17], эти изменения могут начинаться на самой короткой регистрируемой этим инструментом длине волны 1.74 см и постепенно сдвигаться в сторону более длинных волн 3-5 см.

Для развития модифицированного критерия предлагается использование наблюдений на двух рабочих частотах сантиметрового диапазона ССРТ и NoRH: 5.7 ГГц (5.2 см) и 17 ГГц (1.76 см), соответственно. В связи с этим решены следующие задачи: 1) На основе исследования явления смены знака круговой поляризации на длине волны

1.76 см выделены зоны «нормального» распределения поляризации на диске Солнца на этой длине волны [26].

2) Проверена эффективность прогноза по поляризационному признаку согласно критерию Танака-Эноме, одночастотным критериям (для каждой из длин волн - 5.2 см и 1.76 см) и двухчастотному критерию нормальных долготных зон.

Следует различать смену фаз поляризованного излучения (СФП) - переход от S-конфигурации (или униполярной фазы) одного знака, соответствующего полярности головного пятна в восточном полушарии Солнца, через E-конфигурацию (или биполярную фазу) вблизи центра солнечного диска - два пика в распределении V , соответствующие магнитной полярности ядер хвостового и головного пятен, к S-конфигурации другого знака в западном полушарии Солнца, которая соответствует магнитной полярности хвостового пятна (рис. 1) от более короткого во времени процесса, наблюдающегося, как правило, над головной частью группы, - ИКП (инверсии знака круговой поляризации), связанного с пятенными источниками. Существует также ИКП второго рода, вызванная самоинверсией в источнике "гало по продолжительности совпадающая с СФП [27].

Для 14 спокойных АО (в которых наблюдались рентгеновские вспышки не выше класса C), исследована СФП [26], что позволило ввести новое понятие «нормального» прохождения АО по солнечному диску.

«Нормальное» прохождение - совокупность последовательных изменений в распределении поляризации радиоизлучения стабильной биполярной АО, возникающих при ее прохождении по солнечному диску. При нормальном прохождении СФП обладает западной асимметрией (западная граница зоны III находится дальше от ЦМ на одни сутки по сравнению с восточной). Излучение такой АО в прилиббовой зоне I не поляризовано, распределение же поляризации соответствует «нормальному» в данной зоне.

Рассматривая геометрические эффекты, связанные со сменой знака в квазиперечных полях, мы полагаем, что физическая эволюция в «нормальной» области (изменение физических параметров плазмы и структуры магнитного поля АО) происходит достаточно медленно и не изменяет существенно наблюдаемую картину распределения интенсивности и поляризации радиоизлучения за время прохождения АО по солнечному диску.

Для 14 спокойных АО построены зоны «нормального» распределения поляризации на двух частотах ([26]): рис. 1 и рис. 2.

В результате сравнения рис. 1 и рис. 2 можно отметить, что:

1. для спокойных АО на длине волны 1.76 см зона 3 обладает большей протяженностью из-за более раннего появления E-конфигурации в восточном полушарии и более позднего исчезновения в западном.
2. Возможно использование следующей методики для прогнозирования по поляризационному признаку на двух частотах см-диапазона.
 - 1) Границы каждой зоны для 5.2 см вычисляются индивидуально для каждой АО, согласно формулам, приведенным в разделе 1 ([5, 14, 15]).
 - 2) Границы зон для 1.76 см строятся сдвигом на 1 сутки зоны III к восточному лимбу и увеличением ширины границы между зоной III и II в сторону западного лимба. Это вызвано как более быстрым разрушением источников циклотронного радиоизлучения на 1.76 см над хвостовой частью группы в западном полушарии Солнца в результате эволюции АО, так и часто встречающейся полной деполяризацией радиоизлучения на этой длине волны. Согласно [26], граница между зоной I и II практически одинакова для обеих длин волн в обоих полушариях Солнца.
3. Краткосрочный прогноз по поляризационному признаку осуществляется сравнением отклонения распределения поляризации от «нормального» в каждой зоне на обеих частотах. При прогнозировании по двум частотам используется принцип: если на одной частоте мы говорим факту будущего совершения вспышки «да», а на другой «нет», то, прогнозируя по двум частотам, мы выбираем «да». Это связано с тем, что подготовительная фаза вспышки может возникать на разных высотах магнитосферы АО, причем, возникнув на одной высоте, она может и не затрагивать другую. Поэтому один инструмент может «предчувствовать» вспышку, а другой - нет.

4. ПРОВЕРКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ПРОГНОЗА ВСПЫШЕК ПО ПОЛЯРИЗАЦИОННОМУ ПРИЗНАКУ СОГЛАСНО ДВУХЧАСТОТНОМУ КРИТЕРИЮ «НОРМАЛЬНЫХ» ДОЛГОТНЫХ ЗОН В СРАВНЕНИИ С ОДНОЧАСТОТНЫМ И ТАНАКА-ЭНОМЕ КРИТЕРИЯМИ.

На основании приведенного выше рассмотрения правило прогнозирования мощной вспышки по распределению циркулярно-поляризованного излучения следующее: если распределение поляризованного излучения в i -й день наблюдений отклоняется от «нормального» в данной зоне, то в $(i + 1)$ -й день следует ожидать вспышку рентгеновского балла $\geq M1.0$.

Анализ ретроспективного прогноза вспышек баллов $\geq M1.0$ целесообразно провести в форме таблицы 1 сопряженности, построенной в виде [28].

Здесь под прогнозом понимается сформулированное прогностическое правило, а под наблюдениями - факт совершения или не совершения вспышки. Ячейка, обозначенная цифрой I, характеризует оправдавшийся прогноз при наличии вспышки - прогноз «да-да». Ячейка, обозначенная цифрой II, означает ложный прогноз при отсутствии вспышки - ложная тревога «да-нет». Ячейка, обозначенная цифрой III, означает отсутствие прогноза при наличии вспышки - пропуск цели «нет - да». Ячейка, обозначенная цифрой IV, характеризует оправдавшийся прогноз при отсутствии вспышки - прогноз «нет - нет».

Информация, содержащаяся в таблице сопряженности, часто объединяется в один индекс S , называемый коэффициентом успешности прогнозов. Он определяется равенством [28] $S = (R - E)/(T - E)$, где R - число успешных прогнозов, T - общее число прогнозов, E - ожидаемое число оправдавшихся прогнозов. $S = 1$, когда все прогнозы оправдались, $S = 0$, когда число оправдавшихся прогнозов равно их ожидаемому числу. В гидрометеорологии E именуется климатологической нормой и определяет математическое ожидание случаев, когда прогнозируемая величина принимает значение прогнозируемого уровня. Число E получают, исходя из какого-нибудь простейшего стандартного прогноза: «завтра будет то же, что сегодня», или климатологического прогноза.

В случае прогноза «завтра будет то же, что сегодня» $E = \sum_{i=1}^2 k_i c_i / T$ (k_i - сумма i -й строки таблицы сопряженности; c_i - сумма i -го столбца).

В исходной таблице 2 прогноза по поляризационному признаку каждая из 20 вспышечных АО, наблюдавшихся на солнечном диске в 2001-2006 г.г. и выбранных произвольно, экзаменуется согласно 4-м критериям:

1. Танака-Эноме (для 5.2 см) - в таблице соответственно ТЭ;
2. Модифицированному критерию Танака-Эноме (одночастотному критерию «нормальных долготных зон» для 5.2 см) - в таблице обозначение СС (ССРТ);
3. одночастотному критерию «нормальных долготных зон» для 1.76 см в таблице обозначение Nh;
4. Двухчастотному критерию «нормальных» долготных зон - в таблице обозначение CN.

Прогноз осуществляется на каждый следующий день по распределению параметра V на двумерных картах, где вместо одномерных S, E и P конфигураций критерия Танака-Эноме учитывается сложность двумерного распределения поляризации: аналог конфигурации S (униполярное распределение): 1 или 2 поляризованных источника одного знака для простых биполярных магнитных полей на фотосфере, аналог E - биполярное распределение с источниками разных знаков, соответствующих полярности головного и хвостового пятен; аналог P - сложное распределение поляризации (множественность поляризованных источников, или тонкая структура под одной униполярной или биполярной огибающей), которому соответствует, как правило, дельта-конфигурация магнитного поля на фотосфере.

В таблице сверху - дни прохождения АО по диску от ЦМ, «да» означает «+», «нет» означает «-» (согласно таблице сопряженности).

Из таблиц видно, что двухчастотный критерий не улучшает прогноз вспышки «да-да» по сравнению с прогнозированием по изложенной выше методике на одной частоте 17 ГГц NoRH, но улучшает прогноз отсутствия вспышки «нет-нет», ложные тревоги «да-нет», пропуски цели «нет-да». Поэтому растет и коэффициент успешности по сравнению со всеми другими испытываемыми критериями. Как одночастотные, так и двухчастотный критерий оказываются эффективнее в прогнозировании, чем критерий Танака-Эноме. Большая эффективность прогнозирования на частоте 17 ГГц (NoRH) по сравнению с частотой 5.7 ГГц (ССРТ), возможно, связана с тем, что, как правило, вспышки начинаются на более низких высотах и, следовательно, предвспышечная фаза чаще проявляет себя на более коротких длинах волн [16].

Другой способ оценки эффективности двухчастотного критерия в сравнении с одно-

частотными - это ретропрогноз не по каждому дню прохождения АО по диску Солнца отдельно, а в среднем по трем долготным зонам (более точно, по трем долготным зонам, разделенным ЦМ на восточную и западную части) - приведем сводную таблицу 10 сравнения двух способов ретропрогноза.

Важно отметить, что в любом случае двухчастотный критерий оказывается эффективнее - коэффициент успешности возрастает, по сравнению с приемом прогнозирования согласно критерию ТЭ, в полтора раза.

Отметим, что в разработке нового метода не делается акцент на прогноз протонных вспышек, как в критерии ТЭ, - нам важно предсказывать вспышечную активность выше некоторого порогового значения, а именно балла M1.0.

5. ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВСПЫШЕЧНЫХ АО ПО ПОТОКАМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ.

Потоки исследованных выше 20 вспышечных АО на прогностические свойства по поляризационному признаку рассмотренных выше критериев (см. табл. 2) измерялись по двумерным распределениям параметра I при прохождении АО ЦМ на двух длинах волн - 5.2 см и 1.76 см.

Рассмотрение двух первых пунктов критерия Танака-Эноме (см. Введение) для другого участка спектра (максимум на 5-6 см) [4], а именно для длин волн 1.76 см и 5.2 см для 20 исследованных выше вспышечных АО приводит к следующим выводам (см. рис. 3-5):

- 1) Пункт 1. критерия ТЭ выполняется для 80% АО (потоки лишь 4-х из 20 АО были ниже 10 с.п.е. на короткой длине волны - 1.76 см)
- 2) Пункт 2, напротив, выполняется лишь для двух из 20 АО, т.е. справедлив для 10% АО, и для данного участка спектра скорее является исключением, чем правилом.

Три АО: АО 09415, АО 10808, АО 10720 не укладываются в общие закономерности как на диаграмме зависимости потока от площади пятен АО на длине волны 1.76 см (рис. 4), так и на диаграмме потоков на двух длинах волн (рис. 5).

АО 09415 (ПЦМ: 2001_04_09) произвела за время прохождения по солнечному диску 6 вспышек класса X 1.2 - X14.4, пять вспышек класса M1.6 - M7.9; испытывала многократные инверсии поляризации на коротких длинах волн [29]. Эта АО показана

ла наилучший результат при прогнозе по поляризационному признаку на 1.76 см по сравнению с критерием ТЭ и прогнозом согласно одночастотному критерию для 5.2 см (см. табл. 2). АО 10720 (ПЦМ: 2005_01_15) произвела 5 вспышек класса X1.2 - X7.1 и 17 вспышек класса M1.2 - M6.7 за время прохождения по диску и показала лучший результат при прогнозе на 1.76 см. (табл. 2). Эта область родилась в -4-й день от ПЦМ. АО 10808 (ПЦМ: 2005_09_14) имела сложное распределение поляризации на обеих длинах волн в течение всего прохождения по солнечному диску и произвела 9 вспышек класса X1.1 - X17.0 и 24 вспышки класса M1.0 - M9.8. Она также показала наилучший результат при прогнозе на волне 1.76 см (табл.2).

Таким образом, при прогнозировании по двухчастотному критерию нормальных долготных зон можно использовать пункт 1 критерия ТЭ, пункт же 2 на данном участке спектра выполняется в исключительных случаях.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В работе приведены результаты исследований пространственной структуры циркулярно-поляризованного излучения, потоков излучения для 34 активных областей (АО) при их перемещении по диску Солнца, наблюдавшихся на фазе максимума и спада 23 цикла солнечной активности (2001 - 2006 г.г.) по результатам наблюдений с высоким пространственным разрешением на радиогелиографах ССРТ (рабочая частота 5.7 ГГц) и в Нобеяма (рабочая частота 17 ГГц).

На основании исследований:

1. Проведено обобщение ранее предложенного метода прогнозирования вспышечной активности АО на основе одночастотного критерия нормальных долготных зон по данным ССРТ [14, 15], основанного на сравнении пространственной структуры поляризованного излучения АО при ее перемещении по диску Солнца с «нормальным» распределением поляризации, т.е. с некоторым стандартизованным поведением структуры поляризованного излучения стабильной активной области во введенных «долготных зонах нормального распределения поляризации» на диске Солнца. Отклонение от такой структуры характерно для вспышечно-продуктивных активных областей. Введено понятие «нормального прохождения» АО по солнечному диску, учитывающее «геометрический» эффект, связанный с изменением угла между направлением распространения

радиоизлучения и магнитным полем.

Учет «геометрических» характеристик излучения активной области при ее прохождении по диску можно использовать для улучшения качества прогноза по сравнению с критерием прогноза солнечных вспышек Танака-Эноме [14].

2. Предложен метод краткосрочного прогноза солнечных вспышек по наблюдениям на 2-х радиогелиографах сантиметрового диапазона, основанный на двухчастотном критерии «нормальных» долготных зон, использующий положения метода прогнозирования вспышечной активности АО на основе одночастотного критерия нормальных долготных зон и сравнительный анализ явления смены знака круговой поляризации;

3. На основе таблиц сопряженности и коэффициента успешности прогнозирования уровня вспышечной активности выше М 1.0 для 20 вспышечных АО, наблюдавшихся на солнечном диске в 2001-2006 гг., показана лучшая эффективность прогноза согласно двухчастотному критерию - распределению поляризации в долготных зонах - по сравнению с прогнозом по поляризационному параметру критерия Танака-Эноме (для 5.2 см) и одночастотному критерию нормальных долготных зон (как для данных ССРТ - 5.7 ГГц, так и для данных NoRH - 17 ГГц). Двухчастотный критерий оказывается эффективнее в том, что улучшается прогноз отсутствия вспышки, уменьшается пропуск цели и растет коэффициент успешности.

4. Для данных длин волн - 1.76 см и 5.2 см - выполняется условие, аналогичное пункту 1 критерия Танака-Эноме для 3.2 см и 8 см - величина потока на короткой длине волны > 10 с.е.п.

В дальнейшем, в целях совершенствования предложенного двухчастотного метода прогноза, предполагается его развитие с использованием многочастотных наблюдений на РАТАН-600.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарности А. А. Соловьеву, В. М. Богоду, Н. Г. Петеровой, О. А. Шейнер, В. М. Фридману, Ю. В. Тихомирову, В. Ф. Мельникову и В. Э. Резниковой за ценные советы и дискуссии.

Особая благодарность командам ССРТ и NoRH за предоставление высококачественных данных в сети Интернет.

Работа частично поддержана грантами РФФИ: 06-02-16295, 06-02-39029-ГФЕН2006а, 07-02-01-066

1. Space Storms and Space weather Hazards, I. A. Daglis (ed), NATO Science Series, Kluwer Academic Publishers, 2001
2. Effects of Space Weather on Technology Infrastructure, I. A. Daglis (ed), *ibid*, 200
3. Tanaka H., Enome S., «The microwave structure of coronal condensations and its relation to proton flares»// Solar Phys. 1975. V.40. P.123-131
4. В. В. Железняков, Радиоизлучение Солнца и планет. «Наука», М., 1964
5. В. П. Максимов, И. А. Бакунина, «Смена знака круговой поляризации микроволнового излучения активных областей на волне 5.2 см »// Астрономический журнал, 1991, Т.68, с.394-403.
6. Бакунина И. А., Максимов В. П., «Смена знака круговой поляризации микроволнового излучения солнечных активных областей 2000-2005 г.г. на волне 5.2 см»// Труды Всероссийской конференции «Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности», ИЗМИРАН, г. Троицк, 10-15 октября 2005 г., с.21-26
7. М. Н. Cohen, Ap.J., 133, 978, 1961
8. В. В. Железняков, Е. Я. Злотник, «О поляризации радиоволн, прошедших через область поперечного магнитного поля в солнечной короне »
АЖ, 40, 633, 1963
9. T. Takakura, Space Sci Rev., 5, 8a, 1966
10. J. H. Piddington, H. C. Minnet, Austr. J. Sci. Res., A4, 131, 1951
11. H. Tanaka, T. Kakinuma, Pros.Res.Inst. Atm. Nagoya Univ., 4, 78, 1956
12. Н. Г. Петерова, А. В. Темирова, «Об инверсии знака круговой поляризации локальных источников S-компоненты радиоизлучения Солнца »//Солнечные данные, No 7, 1970
13. Н. Г. Петерова, Ш. Б. Ахмедов, «О влиянии поперечных магнитных полей на поляризацию радиоизлучения локальных источников на Солнце»// АЖ, 50, 1220, 1973
14. Maksimov V. P., Nefedev V. P., Smolkov G. Ya, Bakunina I. A., «Flare activity predicrtion from the polarization distribution of microwave emissoin of sunspot groups »// Solar-Terrestrial

- Predictions/ Eds. Thompson R. J. et al. Boulder: NOAA. 1990. V.1. P.526-532
15. Максимов В. П., Бакунина И. А., Нефедьев В. П., Смольков Г. Я. «Способ краткосрочного прогноза мощных солнечных вспышек» // Бюллетень изобретений. 1996. №216 с.131-134, Патент РФ №2114449 от 27 июня 1998 г
 16. В. М. Богод, С. Х. Тохчукова, «Особенности микроволнового излучения активных областей, генерирующих мощные солнечные вспышки» // Письма в АЖ, 2003, том **29**, №4, с.305-316
 17. В. М. Богод, С. Х. Тохчукова, «Наблюдения мощных активных областей в период с 23.X по 5.IX.2003 в микроволновом диапазоне на РАТАН-600» // Космические исследования, 2006, том 44, №6, стр. 1-14
 18. Максимов В. П., Бакунина И. А., «Поведение микроволнового излучения активных областей вблизи лимбов» // Астрон. журн. 1995. Т.72. с.250-256
 19. Максимов В. П., Бакунина И. А., «Изменения потока S-компонента и солнечные вспышки» // Астрономический журнал - 1996 - с.317-321
 20. Maksimov V. P., Prosovetsky D. V. «Structure of the program of short-term prediction of powerful solar flares» // Chin. J. Space Sci. - 2005 - V.25, №5 - P.329-332
 21. А. Т. Алтынцев, В. П. Максимов, Г. Я. Смольков, Д. В. Просовецкий и др., «Микроволновая диагностика и прогноз геоэффективных проявлений солнечной активности» // Труды Всероссийской конференции «Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности» // ИЗМИРАН, г. Троицк, 10-15 октября 2005 г., с.293-303
 22. Бакунина И. А., «Об асимметрии магнитных полей солнечных биполярных активных областей из явления смены знака круговой поляризации микроволнового излучения» // Труды Конференции стран СНГ и Прибалтики, Нижний Новгород, 2-7 июня 2003 г., т.2, стр. 404-408
 23. С. Е. Alissandrakis, «Magnetic Field Diagnostic in the Low Corona from Microwave Circular Polarization Inversion» // Solar Physics with Radio Observations, Proceedings of Nobeyama Symposium, 1998, NRO Report No. 479
 24. Н. Г. Петерова, Б. И. Рябов, «Исследование корональных магнитных полей пятен по наблюдениям поляризованного излучения Солнца» // Астрон. журн., 1981, т.58, с.1070
 25. Н. Г. Петерова, «О пространственных масштабах магнитного поля солнечных пятен по на-

- блюдениям явления смены знака поляризации в излучении локальных источников»//Солнечные данные, №3, с.96, 1975
26. И. А. Бакунина, Г. Я. Смольков, С. Д. Снегирев, «О «геометрических» эффектах в микроволновом излучении активных областей при их прохождении по солнечному диску»//Известия вузов «Радиофизика», No 7, 2007 г.
 27. Kaltman T. I., Korzhavin N. A. and Peterova N. G., «The self-inversion of the sign of circular polarization in «halo» microwave sources »// Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity, IAU Symposium, Vol. 223. Edited by Alexander V. Stepanov, Elena E. Benevolenskaya, and Alexander G. Kosovichev. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004., p.263-264
 28. Пановский Г. А., Браейер Г. В., «Статистические методы в метеорологии»// Л : Гидрометеиздат, 1967, - 242 с.
 29. V. M. Bogod, G. B. Gelfreikh, F. Ch. Drago, V. P. Maximov, A. Nindos, T. I. Kaltman, B. I. Ryabov, S. Kh. Tokhchukova «Study of Polarized Emission of the NOAA 9415 Flare-Productive Active Region at Microwaves»// 2003, astro-ph/0309444, <http://lanl.arxiv.org/abs/astro-ph/0309444>

THE INVESTIGATION OF THE POSSIBILITY OF THE SOLAR FLARES SHORT RUN FORECAST ON THE BASE OF THE "NORMAL LONGITUDES ZONES TWO-FREQUENCIES" CRITERION

I. A. Bakunina

The method of the short term forecast of solar flares is suggested on the base of the observations in the cm-range at two radiogeliographs - SSRT (5.2 cm) and NoRH (1.76 cm). The method is based on the comparison of an active region (AR) polarized emission space structure under AR's moving through the solar disc with the polarization "normal" distribution on the each wavelength, i.e. with the some standardized polarized structure behaviour of the stabilized bipolar AR where the effect of the sign change of the circular polarization is observed generally. A deviation from the normal structure is generic for the flare productive AR.

The better efficacy of the retro forecast according to the two-frequencies criterion versus retro forecast according to the Tanaka-Enome criterion and the one-frequency modified criterion (for both 5.2 cm and 1.76 cm wavelengths) for 20 AR observed on the solar disc in 2001-2006 is shown on the base of the conjugated tables and the factor of the success.

Key words: active region, short term forecast, magnetic loops, solar flares, cyclotron emission, circular polarization, the gain of emission

Таблица 1.

		Наблюдения	
		Да	Нет
Прог- ноз	Да	I	II
	Нет	III	IV

Таблица 2.

		дни														
NOAA		-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5	6	7
9393	TЭ	--	- +	- +	- +	--	+ +	+ +	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	- +	--	
	CC	--	- +	- +	+ +	--	+ +	+ +	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ -	
	Nh	--	+ +	+ +	+ +	+ -	+ +	+ +	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ -	
	CN	--	+ +	+ +	+ +	+ -	+ +	+ +	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ -	
9415	TЭ	- +	- +	+ +	+ +	+ -	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	- +	- +			
	CC	- +	- +	+ +	+ +	+ -	--	- +	- +	- +	- +	+ +	- +			
	Nh	- +	- +	+ +	+ +	+ -	--	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +			
	CN	- +	- +	+ +	+ +	+ -	--	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +			
9684	TЭ	--	-	--	--	--	--	--	- +	- +	--	--	--	--		
	CC	--	-	--	--	--	+ -	+ -	+ +	+ +	+ -	--	--	--		
	Nh	--	--	--	--	+ -	+ -	+ -	+ +	+ +	+ -	--	--	--		
	CN	--	--	--	--	+ -	+ -	+ -	+ +	+ +	+ -	--	--	--		
9704	TЭ	--	--	--	- +	--	--	--	--	- +	--	--	--	--		
	CC	--	--	--	- +	--	--	+ -	+ -	+ +	+ -	--	--	--		
	Nh	--	--	--	+ +	+ -	+ -	+ -	--	+ +	+ -	+ -	--	--		
	CN	--	--	--	+ +	+ -	+ -	+ -	+ -	+ +	+ -	+ -	--	--		
9718	TЭ	--	-	-	- +	--	+ -	+ +	+ -	+ -	--	--	--	--		
	CC	--	-	-	- +	--	--	- +	--	--	+ -	--	--	--		
	Nh	--	--	- +	+ +	--	--	- +	--	--	--	--	--	--		
	CN	--	--	- +	+ +	--	--	- +	--	--	+ -	--	--	--		
9733	TЭ	--	--	--	- +	- +	--	+ +	+ -	- +	--	--	--	--	--	
	CC	--	--	--	- +	- +	+ +	- +	--	+ +	+ -	--	--	--	--	
	Nh	--	+ -	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	--	+ +	--	--	--	--	--	
	CN	--	+ -	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	--	+ +	+ -	--	--	--	--	

Таблица 2.

9893	TЭ	--	--	--	--	--	--	- +	--	--	--	--	--	- +		
	CC	--	--	--	--	--	--	+ +	+ +	+ -	+ -	+ +	--	- +		
	Nh	--	--	--	--	--	--	+ +	+ +	+ -	+ -	+ +	--	+ +		
	CN	--	--	--	--	--	--	+ +	+ +	+ -	+ -	+ +	--	+ +		
9906	TЭ				--	--	+ -	+ +	+ -	+ +	+ -	--	- +	--		
	CC				--	--	--	- +	--	- +	--	--	- +	--		
	Nh				--	--	--	- +	--	- +	--	--	+ +	+ -		
	CN				--	--	--	- +	--	- +	--	--	+ +	+ -		
10030	TЭ	--	+ +	- +	- +	+ -	+ +	+ -	+ +	+ +	-	-	--	--	--	
	CC	+ -	+ +	+ +	+ -	--	+ +	+ -	+ +	+ +	-	-	--	--	--	
	Nh	--	- +	- +	--	--	- +	--	- +	- +	--	--	--	--	--	
	CN	+ -	+ +	+ +	+ -	--	+ +	+ -	+ +	+ +	--	--	--	--	--	
10069	TЭ	--	- +	--	--	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	
	CC	+ -	- +	--	--	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	
	Nh	+ -	+ +	--	--	+ +	+ +	нет	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	- +	--	
	CN	+ -	+ +	--	--	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	
10375	TЭ	-	--	-	-	- +	--	-	+ +	+ +	+ +	- +	- +	--	--	
	CC	-	--	-	-	- +	--	-	+ +	+ +	+ +	+ +	- +	--	--	
	Nh	+ +	--	--	--	+ +	+ -	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	--	
	CN	+ +	--	--	--	+ +	+ -	+ -	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	--	
10484	TЭ	--	- +	- +	- +	+ +	+ +	+ +	- +	- +	- +	- +	--	--	--	
	CC	--	- +	- +	- +	+ +	- +	- +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	--	--	
	Nh	--	-	+ +	- +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	--	--	
	CN	--	-	+ +	- +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	--	--	--	

Таблица 2.

10486	TЭ	- +	-	++	++	++	++	++	++	++	++	- +	++	- +	++	- +	- +
	CC	- +	-	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++
	Nh	- +	++	++	++	++	++	++	++	++	++	- +	++	++	++	++	++
	CN	- +	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++	++
10528	TЭ	--	--	--	+-	+-	+-	+-	++	+-	+-	+-	--	- +	--		
	CC	+-	--	--	+-	--	--	--	- +	--	--	--	--	--	- +	--	
	Nh	+-	--	--	--	--	--	--	- +	--	--	--	--	--	- +	--	
	CN	+-	--	--	+-	--	--	--	- +	--	--	--	--	--	- +	--	
10649	TЭ	- +	--	- +	- +	++	++	+-	+-	+-	--						
	CC	- +	--	- +	- +	++	++	--	--	--	--						
	Nh	- +	--	- +	- +	++	++	+-	+-	--	--						
	CN	- +	--	- +	- +	++	++	+-	+-	--	--						
10656	TЭ	--	--	--	--	--	--	++	++	++	++	++	++	++	- +	--	
	CC	--	--	--	--	--	--	- +	- +	- +	++	++	++	++	- +	--	
	Nh	--	--	--	нет	нет	--	- +	- +	- +	++	++	++	- +	++	++	
	CN	--	--	--	--	--	--	- +	- +	- +	++	++	++	- +	++	++	
10687	TЭ	--	--	- +	+-	++	+-	+-	+-	--	--	--	--	--	--		
	CC	+-	--	- +	+-	++	--	--	--	+-	--	--	--	--	--		
	Nh	--	--	- +	--	- +	--	--	--	--	--	--	--	--	-		
	CN	+-	--	- +	--	++	--	--	--	+-	--	--	--	--	--		
10720	TЭ				--	- +	- +	- +	++	++	++	++	++	++	- +	--	- +
	CC				--	- +	++	++	- +	- +	- +	++	++	++	- +	--	++
	Nh				--	++	++	++	++	++	++	- +	++	++	- +	--	++
	CN				--	++	++	++	++	++	++	- +	++	++	- +	--	++

Таблица 2.

10808	TЭ	- +	+ +	- +	+ +	+ +	+ +	+ +	- +	- +	- +	- -	- -	- -	- -	
	CC	+ +	+ +	- +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ -	- -	- -	- -	
	Nh	нет	+ +	+ +	+ +	- +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	- -	- -	- -	- -	
	CN	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ +	+ -	- -	- -	- -	
10898	TЭ			- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- +	- -	- -	- -		
	CC			- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- +	- -	- -	- -		
	Nh			- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- +	- -	- -	- -		
	CN			- -	- -	- -	- -	- -	- -	- -	- +	- -	- -	- -		

		Наблюдения		
		Да	Нет	сумма
Про	Да	63	25	88
гн	Нет	54	107	161
оз	сумма	117	125	242

Таблица 3. Сопряженности для критерия Танака-Эноме.

Прогноз вспышки - 72%, прогноз отсутствия вспышки - 67%, «пропуск цели»- 33%, ложная тревога - 28%. Коэффициент успешности $S = (170 - 125.7)/(242 - 125.7) = 0.381$

		Наблюдения		
		Да	Нет	сумма
Про	Да	74	27	101
гн	Нет	45	108	153
оз	сумма	119	135	254

Таблица 4. Сопряженности для одночастотного критерия нормальных долготных зон для 5.2 см.

Прогноз вспышки - 73%, прогноз отсутствия вспышки - 71%, «пропуск цели»- 29%, ложная тревога - 27%. Коэффициент успешности $S = (182 - 128.6)/(254 - 128.6) = 0.449$

		Наблюдения		
		Да	Нет	сумма
Про	Да	89	24	113
гн	Нет	29	109	138
оз	сумма	118	133	251

Таблица 5. Сопряженности для одночастотного критерия нормальных долготных зон для 1.76 см.

Прогноз вспышки - 79%, прогноз отсутствия вспышки - 79%, «пропуск цели»- 21%, ложная тревога - 21%. Коэффициент успешности $S = (198 - 126.3)/(251 - 126.3) = 0.575$

		Наблюдения		
		Да	Нет	сумма
Про	Да	101	33	134
гн	Нет	18	97	115
оз	сумма	119	130	249

Таблица 6. Сопряженности для двухчастотного критерия нормальных долготных зон.

Прогноз вспышки - 75%, прогноз отсутствия вспышки - 84%, «пропуск цели»- 16%, ложная тревога - 25%. Коэффициент успешности $S = (198 - 124.1)/(249 - 124.1) = 0.592$

		Наблюдения		
		Да	Нет	сумма
Про	Да	35	9	44
гн	Нет	28	44	72
оз	сумма	63	53	116

Таблица 7. Сопряженности отклонения формы поляризованного по кругу излучения от «нормального» в сумме для всех зон для длины волны 5.2 см.

Прогноз вспышки - 80%, прогноз отсутствия вспышки - 61%, «пропуск цели»- 39%, ложная тревога - 20%. Коэффициент успешности $S = (79 - 56.8)/(116 - 56.8) = 0.375$

		Наблюдения		
		Да	Нет	сумма
Про	Да	45	7	52
гн	Нет	22	42	64
оз	сумма	63	53	116

Таблица 8. Сопряженности отклонения формы поляризованного по кругу излучения от

«нормального» в сумме для всех зон для длины волны 1.76 см.

Прогноз вспышки - 87%, прогноз отсутствия вспышки - 66%, «пропуск цели» - 33%, ложная тревога - 14%. Коэффициент успешности $S = (87 - 57.5)/(116 - 57.5) = 0,504$

		Наблюдения		
		Да	Нет	сумма
Про	Да	53	8	61
гн	Нет	13	43	56
оз	сумма	63	47	117

Таблица 9. Сопряженности для отклонения формы поляризованного по кругу излучения от

«нормального» в сумме для всех зон для двух длин волн: 5.2 см и 1.76 см.

Прогноз вспышки - 87%, прогноз отсутствия вспышки - 77%, «пропуск цели» - 23%, ложная тревога - 13%. Коэффициент успешности $S = (96 - 55.3)/(117 - 55.3) = 0.660$

Таблица 10. Сопоставления результатов эпилептодиагностики по каждому из критериев двумя различными способами

Рез.эп. - Результаты эпилептодиагностики по таблице сопряженности

Да-Да - прогноз вспышки

Да-Нет - ложная тревога

Нет-Нет - прогноз отсутствия вспышки

Нет-Да - пропуск цели

S - коэффициент успешности

ТЭ - Танака-Эноме (распределение V по 5.2 см)

ДЧК - прогноз согласно двухчастотного критерия

Рез.эп.	Да-Да	Да-Нет	Нет-Нет	Нет-Да	S
Результат прогнозирования по дням					
ТЭ	72%	28%	67%	33%	0.381
5.2 см	73%	27%	71%	29%	0.449
1.76 см	79%	21%	79%	21%	0.575
ДЧП	75%	25%	84%	16%	0.592
Результат прогнозирования по зонам					
5.2 см	80%	20%	61%	39%	0.375
1.76 см	87%	14%	66%	33%	0.504
ДЧП	87%	13%	77%	23%	0.660

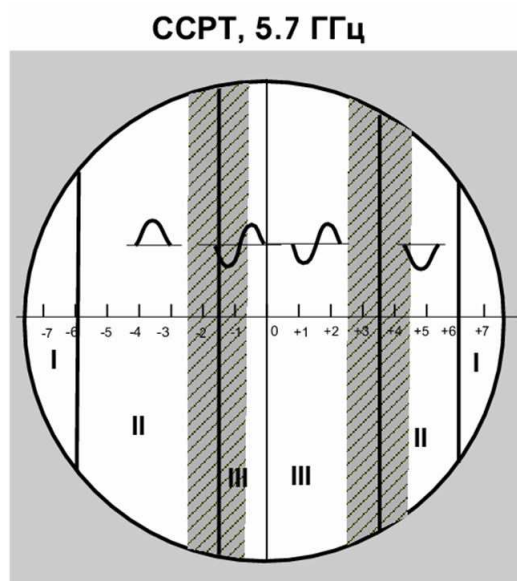


Рис. 1. Долготные зоны в модифицированном критерии Танаки-Эноме для 5.2 см.

Штриховкой показаны переходные дни от одной зоны к другой, связанные с неопределенностью установления «нормального» распределения поляризации (конец инверсии хвостового пятна в восточном полушарии Солнца, и головного пятна - в западном). Вверху - «нормальное» распределение поляризации в данной зоне (в зоне I нормальным считается отсутствие поляризации).

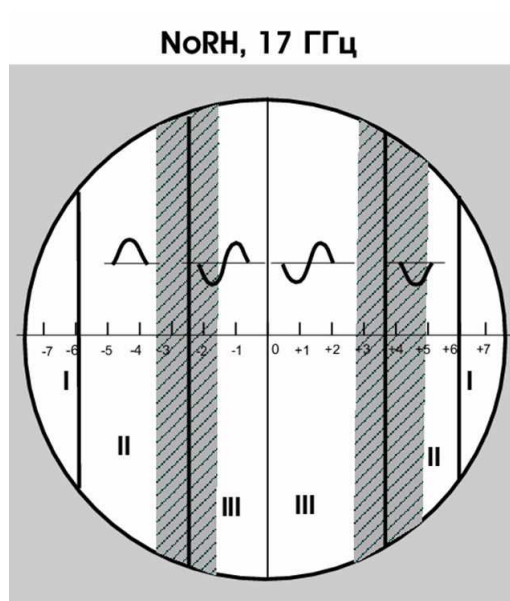


Рис. 2. Долготные зоны «нормального» распределения поляризации для 1.76 см (построены для 14 спокойных АО). Штриховкой показаны переходные дни от одной зоны к другой, связанные с неопределенностью установления «нормального» распределения поляризации (конец инверсии хвостового пятна в восточном полушарии Солнца, и головного пятна - в западном). Вверху - «нормальное» распределение поляризации в данной зоне. Штриховка в западной полусфере шире и неопределенность границы больше как из-за эффектов деполяризации, так и эволюции АО, когда циклотронный механизм излучения уступает место тормозному.

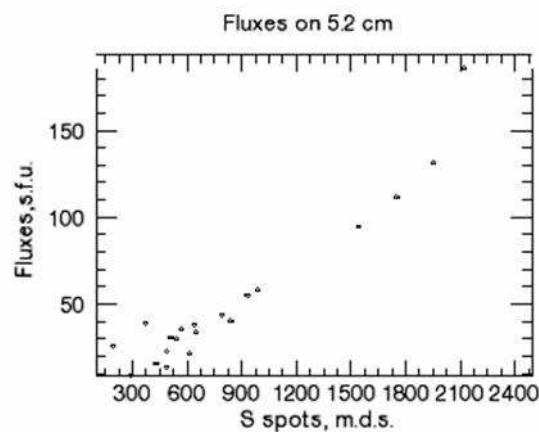


Рис. 3. Диаграмма зависимости потоков АО (в с.е.п.) от площади пятен (в м.д.п.) на 5.2 см. Точность измерения потока $\sim 3\%$ (1/2 деления на графике).

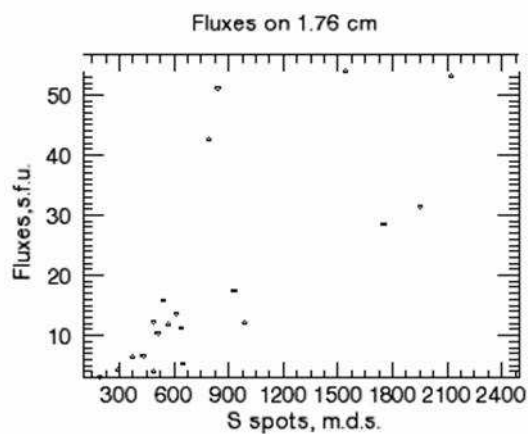


Рис. 4. Диаграмма зависимости потоков АО (в с.е.п.) от площади пятен (в м.д.п.) на 1.76 см. Три точки в левом верхнем углу относятся к АО 09415 (790 м.д.п.; 43.6 с.е.п.); АО 10808 (840 м.д.п.; 40.3 с.п.е.); АО 10720 (1540 м.д.п.; 53.9 с.е.п.). Точность измерения потока $\sim 1\%$ (толщина точки на графике)

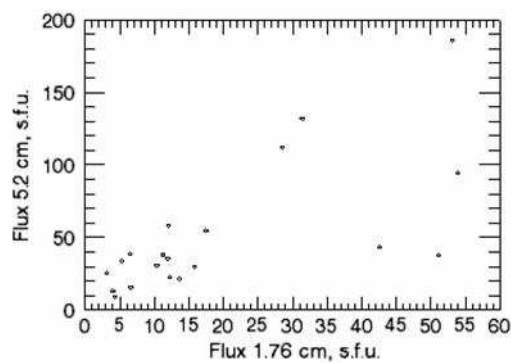


Рис. 5. Диаграмма зависимости потоков 20 вспышечных АО на 5.2 см от потоков на 1.76 см (в с.е.п.). Три точки в правом нижнем углу, выпадающие из линейной зависимости, - потоки АО 09415 (43.6; 42.6, с.е.п.); АО 10808 (40.3; 51.1, с.е.п.); АО 10720 (53.9; 94.6, с.п.е.)

Постэруптивные процессы на Солнце по многоволновым наблюдениям на РАТАН-600

В.Н. Боровик,¹ В.В. Гречнев,² В.Е. Абрамов-Максимов,¹

И.Ю. Григорьева,¹ В.М. Богод,³ Т.И. Кальтман,³ А.Н. Коржавин³

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

² Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

³ Санкт-Петербургский филиал Специальной
астрофизической обсерватории, Санкт-Петербург

Авторы ряда исследований постэруптивных аркад за два последних десятилетия неоднократно приходили к выводам о чрезмерно высокой поляризации их микроволнового излучения, предположительно из-за вклада излучения нетепловых электронов; о продолжительности их существования, значительно превосходящей оцениваемые времена охлаждения, предположительно благодаря постэруптивному энерговыделению; о превышении плазменного давления над магнитным ($\beta \geq 1$) в их горячих вершинах. Ключевую информацию для проверки справедливости этих выводов и предположений дали наблюдения в высокотемпературной (~ 10 МК) линии MgXII на комплексе КОРОНАС-Ф/СПИРИТ в совокупности с многоволновыми наблюдениями на РАТАН-600 и данными других диапазонов солнечного излучения. При анализе этого комплекса данных было установлено, что все упомянутые факты получают подтверждение и объясняются в рамках стандартной модели вспышки (“CSHKP”), развитой Шибатой и Йокоямой до количественного учета хромосферного испарения, но применительно к поздней постэруптивной стадии. При этом высокие значения β свидетельствуют о протекании процессов магнитного пересоединения, ответственных за долговременный нагрев и ускорение частиц. Данный подход позволяет согласовать перечисленные факты с известными оценками параметров корональной плазмы в постэруптивных аркадах и устранить видимые противоречия с устоявшимися представлениями.

Для вершин долгоживущих постэруптивных аркад, наблюдавшихся 22 октября 2001 г., 2 ноября 1992 г. и 28–30 декабря 2001 г., справедливость этих выводов

подтверждается наличием горячих областей с повышенной плотностью и, соответственно, высокой β , наличием нетепловой компоненты в радиоизлучении и, следовательно, присутствием ускоренных частиц.

1. ВВЕДЕНИЕ

В 1980-е годы на больших радиотелескопах – РТ-22 (КрАО), РАТАН-600, радиотелескопе в Метсахови (Финляндия) – неоднократно регистрировались на коротких сантиметровых и миллиметровых волнах надлимбовые источники радиоизлучения, расположенные высоко в короне (50–100 тыс. км) и наблюдавшиеся в течение нескольких часов после крупных сантиметровых всплесков и продолжительных рентгеновских вспышек. Радиоизлучение этих источников интерпретировалось преимущественно как тепловое тормозное излучение оптически тонкой горячей плазмы при температуре $5 \cdot 10^6 - 10^7$ К, существование которой подтверждалось рентгеновскими наблюдениями. Однако не исключались излучение оптически толстой плазмы с температурой 10^4 К, что соответствовало фактам наблюдения Н α -петель после вспышек и всплесков, и излучение плазмы при промежуточных значениях температуры $10^4 - 5 \cdot 10^6$ К [1–3].

Характерной особенностью микроволнового излучения источников над лимбом была достаточно высокая степень круговой поляризации, которая для теплового тормозного механизма излучения соответствует напряженности магнитного поля $\simeq 300$ Гс, что представлялось маловероятным на таких высотах в солнечной атмосфере [4]. Высказывались предположения о возможных нетепловых процессах, протекающих в области обнаруженных корональных источников [3].

В дальнейшем была подтверждена связь корональных источников микроволнового излучения с постэруптивными явлениями (напр., в [5–8]). Исследования постэруптивных аркад (систем послевспышечных петель) в мягком рентгеновском излучении проводились ранее в ряде работ ([9–11] и др.). В них обращалось внимание на высокие температуры ($\simeq 10^7$ К) и меры эмиссии ($\sim 10^{49}$ см $^{-3}$) в ярких верхних частях рентгеновских петель, а также на продолжительность существования постэруптивных петель, значительно превосходящую расчетные времена охлаждения, предположительно благодаря постэруптивному энерговыделению [11, 12].

В своем исследовании корональной аркады, сформировавшейся после вспышки X9 2

ноября 1992 г. в зашедшей за лимб активной области, Ичимото и Сакурай [9] впервые предположили, что газовое давление в верхних частях долгоживущих горячих корональных петель может быть сопоставимым с магнитным или даже превосходить его ($\beta = P_{gas}/P_{mag} = 2nkT/(B^2/8\pi) \geq 1$). Их вывод основывался на оценках температуры и плотности плазмы по данным телескопа мягкого рентгеновского излучения Yohkoh/SXT и результатах экстраполяции магнитного поля в корону по измерениям на уровне фотосферы за несколько дней до события, давшей значение 30 Гс на высоте 50 000 км. Но, несмотря на важность поднятой в работе [9] проблемы, вопрос о соотношении газового и магнитного давления в аркаде 2 ноября 1992 г. долго оставался открытым.

Ключевую информацию для проверки справедливости сделанных выводов и предположений относительно физических условий и процессов в постэруптивных аркадах дали наблюдения на комплексе КОРОНАС-Ф/СПИРИТ [13, 14] в высокотемпературной ($\simeq 10$ МК) линии MgXII 8.42 Å в совокупности с многоволновыми наблюдениями на РАТАН-600, наблюдениями на микроволновых радиогелиографах Нобеяма (NoRH), ССРТ, и данными других диапазонов излучения.

На КОРОНАС-Ф/СПИРИТ были обнаружены и неоднократно наблюдались высоко в короне горячие долгоживущие крупномасштабные образования, располагающиеся над постэруптивными аркадами, наблюдаемыми в это же время в эмиссионных линиях с более низкими температурами свечения (1–2 МК). Для ядра такой структуры, наблюдавшейся 28/29 декабря 2001 г., были оценены электронная температура в 10 МК и концентрация электронов $N_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ [13]. В дальнейшем на основе комплексного анализа многоволновых наблюдений были оценены параметры плазмы и исследованы физические процессы в постэруптивных аркадах и для нескольких других эруптивных событий [15, 16].

В данной работе обсуждаются многоволновые наблюдения постэруптивной фазы для трех солнечных эруптивных событий (2 ноября 1992 г., 22 октября и 28–30 декабря 2001 г.), выполненные на радиотелескопе РАТАН-600, и сопоставляются с данными наблюдений на других солнечных инструментах в различных энергетических диапазонах.

2. НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЦА НА РАТАН-600

Регулярные многоволновые наблюдения Солнца на РАТАН-600 в широком сантиметровом диапазоне 2–30 см с регистрацией интенсивности и круговой поляризации солнечного радиоизлучения ведутся на протяжении трех циклов солнечной активности. Для наблюдений Солнца используется южный сектор радиотелескопа, работающий в комбинации с плоским перископическим зеркалом. Как правило, ежедневно в местный полдень (09:00–09:20 UT) при прохождении Солнца через неподвижную диаграмму направленности антенны (ДН) в меридиане его радиоизлучение регистрируется одновременно на ряде волн сантиметрового диапазона. В отдельные периоды проводятся дополнительные наблюдения в различных азимутах. Размер ДН по уровню половинной мощности составляет $17'' \times 13'$ на волне 2.0 см.

С 1991 г. наблюдения проводились с помощью приемно-регистрирующего комплекса “Панорамный анализатор спектра” (ПАС) с использованием многоволнового облучателя с единым фазовым центром, позволяющим регистрировать радиоизлучение Солнца (параметры Стокса “I” и “V”) одновременно на большом числе волн (до 40) в диапазоне 1.7–32 см [17, 18].

Радиотелескоп РАТАН-600 имеет два основных преимущества перед другими существующими солнечными радиоастрономическими инструментами. Это – широкодиапазонность и высокая чувствительность благодаря большой эффективной площади антенны. В то же время при наблюдениях Солнца с ножевой ДН возникают трудности в отождествлении источников, выделенных на одномерных сканах. Проблема отождествления однозначно решается, если наблюдения проводились в нескольких азимутах. Еще один недостаток радиотелескопа – обусловленные конфигурацией антенны паразитные поляризационные сигналы; их выявляют статистическими и расчетными методами.

При исследованиях источников радиоизлучения, расположенных около лимба, возникают затруднения при их выделении на солнечных сканах над уровнем излучения спокойного Солнца. Профили радиоизлучения спокойного Солнца были получены статистически по результатам наблюдений в дни, когда на Солнце отсутствовали восходящие или заходящие источники излучения (активные области). Абсолютная калибровка сканов производилась с учетом интегральных потоков Солнца в микроволновом диапазоне, измеренных на станциях сети Службы Солнца (Нобеяма, Пентиктон и др.).

Учитывались также результаты наблюдений на РАТАН-600 опорных источников – Луны и Крабовидной туманности. Для координатной привязки локальных источников на сканах Солнца использовались наблюдения опорных космических объектов – квазаров – и результаты наблюдений солнечных пятен простейшей магнитной конфигурации.

Для выявления и учета ошибок инструментального происхождения полученные спектральные и поляризационные характеристики исследуемых источников сравнивались с характеристиками источников, отождествленных с другими активными областями, находившимися в тот же день на Солнце. При анализе результатов наблюдений принимались во внимание результаты модельных расчетов. При обработке наблюдательных данных использовался пакет программ, разработанный В.И. Гараимовым [19].

Данные, полученные на РАТАН-600, сопоставлялись с результатами наблюдений Солнца на других радиотелескопах – NoRH (1.76 см), ССРТ (5.2 см), БПР (2–20 см) и др.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. 2 ноября 1992 г.

2 ноября 1992 г. в зашедшей за лимб активной области (АО) 7321 произошла вспышка балла X9, исследованию которой и связанных с ней постэруптивных явлений посвящен ряд работ ([7, 9–12] и др.). Анализ этого события с привлечением многоволновых наблюдений на РАТАН-600 представлен в работе [20].

Вспышка началась в 02:30 UT и достигла максимума в 03:08, а затем свыше 30 часов наблюдалось длительное затухание мягкого рентгеновского излучения. Через 5 часов после максимума вспышки самые высокие петли, наблюдавшиеся в $H\alpha$, достигли высоты 50 000 км. Непосредственно над ними располагались источники мягкого рентгеновского излучения в виде группы диффузных петель с ярким ядром диаметром около 20 000 км в области их вершин, и эта структура сохранялась в течение многих часов. Наблюдаемое время охлаждения рентгеновских петель на стадии затухания вспышки значительно превосходит расчетное, что свидетельствует о длительном поступлении энергии в аркаду после вспышки. Этот вывод подтверждает длительное жесткое рентгеновское излучение и микроволновые всплески, зарегистрированные через 3 часа после максимальной стадии вспышки [7].

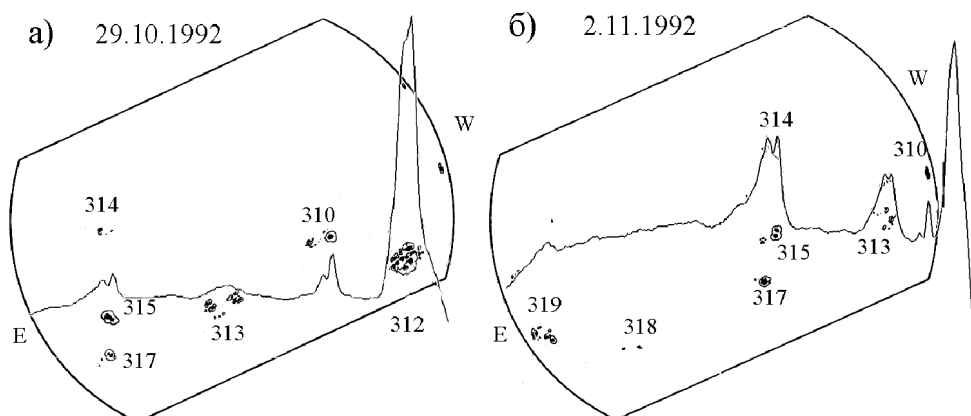


Рис. 1. Одномерные сканы Солнца в канале интенсивности (I), наложенные на зарисовки солнечных пятен из бюллетеня “Солнечные данные”: а) 29 октября 1992 г.; б) 2 ноября 1992 г.

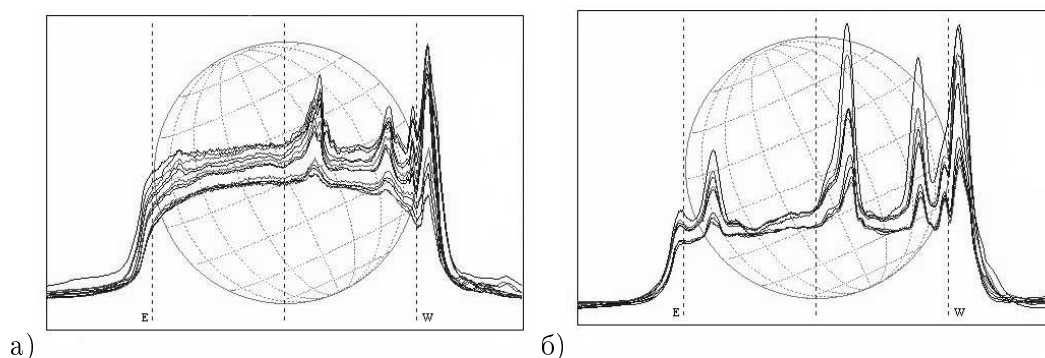


Рис. 2. Сканы Солнца на РАТАН-600 2 ноября 1992 г. на разных длинах волн: а) сканы на 13 волнах диапазона 1.71–4.14 см (снизу вверх); б) сканы на 9 волнах диапазона 4.56–11.72 см (снизу вверх).

При анализе события 2 ноября 1992 г. с привлечением микроволновых данных радиогелиографа Нобеяма (NoRH) на волне 1.76 см, в работе [7] была затронута и проблема величины β . Полагая, как это считалось общепринятым, что микроволновое излучение на поздней стадии вспышек – чисто тепловое тормозное, по степени поляризации излучения авторы оценили продольную компоненту магнитного поля в области вершины аркады на поздней стадии события ≥ 45 Гс и предположили, что малое значение β обеспечивалось непотенциальной компонентой магнитного поля. Однако, как было показано в работах [3, 15, 21], наличие даже малой добавки сильнополяризованного нетеплового излучения может значительно завесить оценку напряженности магнитного поля, сделанную в предположении чисто теплового тормозного излучения. Не ис-

ключено, что это имело место и в данном случае. Этот вопрос можно решить, лишь зная спектр излучения, и с этой целью в настоящей работе нами проанализированы данные многоволновых радионаблюдений этой же аркады на РАТАН-600.

На рис. 1 одномерные сканы Солнца на 2.93 см в канале интенсивности за 29 октября и 2 ноября наложены на зарисовки солнечных пятен, взятые из бюллетеня “Солнечные данные”. Яркий радиоисточник, наблюдавшийся 29 октября (рис. 1а), соответствует группе № 312 (NOAA 7321). На записи за 2 ноября (рис. 1б) виден интенсивный источник над лимбом, который отождествляется с аркадой петель после вспышки X9. На рис. 2 представлены сканы Солнца на разных длинах волн в диапазоне 1.71–11.7 см, полученные на РАТАН-600 2 ноября 1992 г., на которых виден источник за W-лимбом, отождествленный с послевспышечными петлями. Высота радиоисточника над фотосферой с учетом положения области 7321 на обратной стороне Солнца на момент наблюдения на РАТАН-600 (08:57 UT) составляет 40–45 тыс. км, что практически совпадает с данными наблюдений на NoRH (1.76 см) и CCRT (5.2 см) в 05:56 UT [7]. Спектр потока радиоисточника над лимбом приведен на рис. 3. Погрешности в определении потока обусловлены неоднозначностью выделения источника на скане и инструментальными ошибками. На том же рис. 3 приведены спектры потока радиоисточника над АО 7321 для нескольких дней, предшествовавших вспышке 2 ноября. Характер этих спектров с максимумом в окрестности 3 см подтверждается анализом интегрального потока Солнца, поскольку вклад в него области 7321 доминировал: на рис. 4 приведены разности ΔF_{Σ} между интегральными потоками, полученными в период 24–31 октября, и потоками, измеренными 15 октября. В тот день на большей части диска не было активных областей, и значения интегральных потоков Солнца на всех волнах сантиметрового диапазона были минимальными за период с 15 октября по 2 ноября.

АО 7321 образовалась на диске 24 октября. Она быстро развивалась, и в период максимальной фазы своего развития представляла собой компактное образование со сложной δ -конфигурацией: площадь превышала 2000 м.д.п., число пятен – более 40, долготная протяженность 9–11° (“Solar Geophysical Data”). Рис. 4 показывает, как по мере развития АО 7321 на волне 3 см проявляется максимум спектра потока S-компоненты радиоизлучения Солнца, доминирующая роль в котором принадлежала этой области. Характер спектров потока источника, отождествленного с АО 7321 (рис. 3), за период, предшествовавший вспышке X9.0, позволяет предположить, что основной вклад в

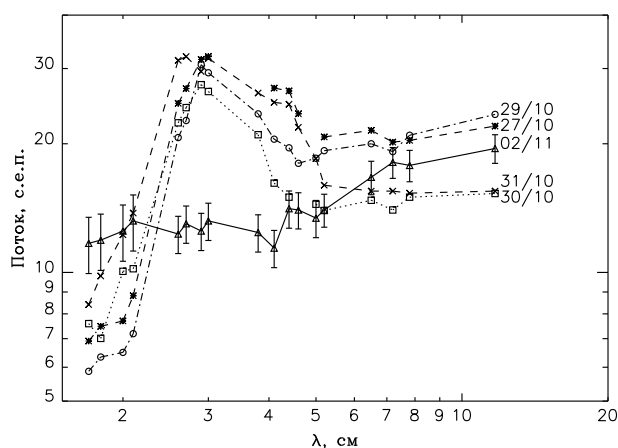


Рис. 3. Спектры потоков источника над АО 7321 до вспышки – 27, 29, 30 и 31 октября, и спектр источника над лимбом 2 ноября 1992 г. (сплошная с указанными ошибками).

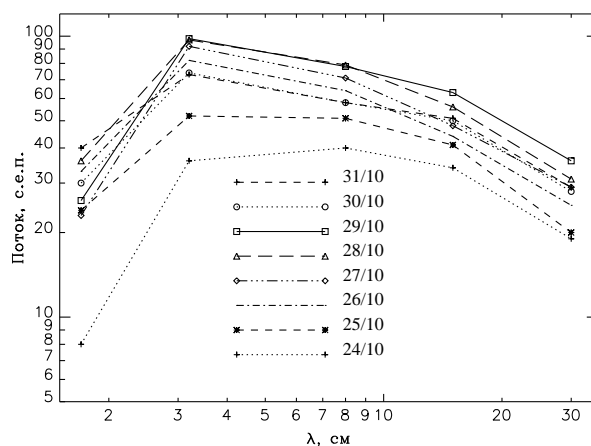


Рис. 4. Спектры превышения потоков источников 24–31 октября над спокойным Солнцем.

радиоизлучение локального источника вносили так называемые “пекулярные” источники, которые были выявлены на РАТАН-600 в 1982 г. [22] и в дальнейшем исследованы по наблюдениям ряда вспышечно-активных областей. Характерные признаки этих источников – локализация над областью максимального градиента магнитного поля на фотосфере; максимум спектра потоков на волнах 3–4 см; высокий спектральный индекс ~ 10 ; связь с мощными вспышками. Вывод о доминирующей роли “пекулярных” источников в радиоизлучении АО 7321 согласуется с результатами работы [23], где на основе анализа данных Yohkoh/SXT и NoRH в АО 7321 накануне вспышки X9 был выявлен источник над нейтральной линией магнитного поля (NLS), отождествленный с областью магнитного пересоединения, который, возможно, тождественен “пекулярно-

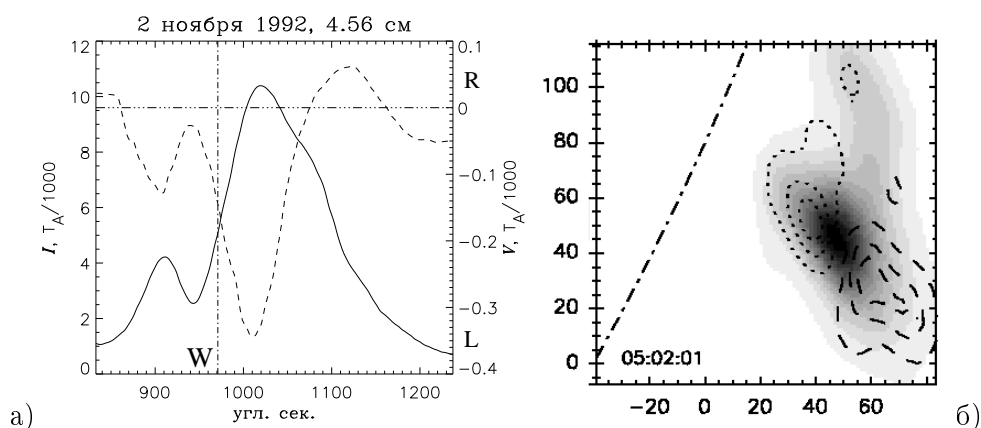


Рис. 5. а) Источник над лимбом, выделенный на сканах I и V РАТАН-600 на волне 4.56 см. б) Радиоизображение на волне 1.76 см (NoRH) в интенсивности (полутон) и поляризации (V ; пунктирные контуры – левая, штриховые – правая), относительные координаты приведены в угловых секундах. Штрих-пунктиром обозначен лимб. Север наверху.

му” источнику.

Спектр потока микроволнового излучения источника над лимбом, наблюдавшегося 2 ноября, представленный на рис. 3, практически плоский на волнах 2–5 см (поток 12–13 с.е.п.), а с дальнейшим увеличением длины волны поток возрастает до ~ 20 с.е.п на 11.7 см. Инструментальные ограничения не позволяют оценить спектральный индекс растущей с длиной волны компоненты спектра, однако спектр этого радиоисточника определенно имеет две составляющих: одна не зависит от частоты, что соответствует оптически тонкому тепловому тормозному излучению; другая спадает с частотой, что указывает на ее магнитотормозную природу. Поскольку напряженность магнитного поля в послевспышечной аркаде, скорее всего, не превышает несколько десятков гаусс, это может быть только гиротормозное излучение. Степень поляризации такого излучения – десятки процентов – намного выше поляризации теплового тормозного излучения. Поэтому наличие даже малой добавки сильнополяризованного нетеплового излучения ускоренных электронов может значительно завысить оценку магнитного поля по радиоданным, выполняемую в предположении чисто теплового тормозного излучения.

На РАТАН-600 поляризованное излучение источника над лимбом уверенно регистрировалось в диапазоне волн 4–5 см. На рис. 5а приведены сканы источника в каналах I и V на волне 4.56 см. Биполярная структура поляризованного источника с преобладанием левополяризованной компоненты, смещенной к западу относительно максимума

источника в интенсивности на $10''$, согласуется с приведенными на рис. 5б двумерными распределениями интенсивности и поляризации источника над лимбом на волне 1.76 см, полученными по данным NoRH в 05:02 UT [7]. Максимальное значение отношения сигналов V и I на волне 4.56 см составило $4.0 \pm 0.5\%$, что при тепловом тормозном излучении соответствует продольной компоненте магнитного поля 41–53 Гс. Реальная же степень поляризации – отношение двумерных яркостных температур V и I – из-за несовпадения центров яркости в каналах интенсивности и поляризации заведомо выше значений, определяемых по одномерным сканам. Это приводит и к более высокой оценке величины магнитного поля. Наличие нетепловой компоненты в излучении источника дает основание считать величину магнитного поля, полученную в [7] в предположении теплового тормозного излучения, завышенной. В исследовании [9] приводилось значение напряженности магнитного поля в 30 Гс на высоте яркой части аркады 50 тыс. км. Оценка напряженности по классической формуле $B = 0.5(R/R_0 - 1)^{-1.5}$ Гс [4] дает для высот 45–50 тыс. км значение порядка 27–33 Гс, совпадающее с оценкой в работе [9].

По данным Yohkoh/SXT [10, 11] на момент наблюдений Солнца на ПАТАН-600 (≈ 09 UT) объемная мера эмиссии в яркой части рентгеновской петли ($T = 10$ МК) составила 10^{49} см $^{-3}$. При размере яркого ядра в 20 000 км отсюда следует оценка плотности $3.5 \cdot 10^{10}$ см $^{-3}$. Соответственно этим значениям, в вершинах горячих петель $\beta \approx 1$ при $B = 50$ Гс и $\beta \approx 2.7$ при $B = 30$ Гс. Таким образом, наблюдения на ПАТАН-600 подтверждают вывод работы [9] о высоком значении плазменной β в аркаде 02.11.1992.

3.2. 22 октября 2001 г.

В этот день на SOHO/LASCO было зарегистрировано три корональных выброса массы (СМЕ) в 00:50, 03:26 и 09:26 UT в близких позиционных углах 260° , 258° и 252° . Первый СМЕ сопровождался вспышкой 1F/M1.0 в активной области 9658 на юго-западном лимбе. После СМЕ горячая корональная структура наблюдалась на КОРОНАС-Ф/СПИРИТ, SOHO/EIT, Yohkoh/SXT, ПАТАН-600, NoRH и ССРТ. Детальный анализ этого события на основе многоволновых данных, полученных на различных инструментах, представлен в работах [15, 16, 24].

На Рис. 6 представлены изображения коронального постэруптивного образования над западным лимбом, полученные на различных инструментах и представляющие

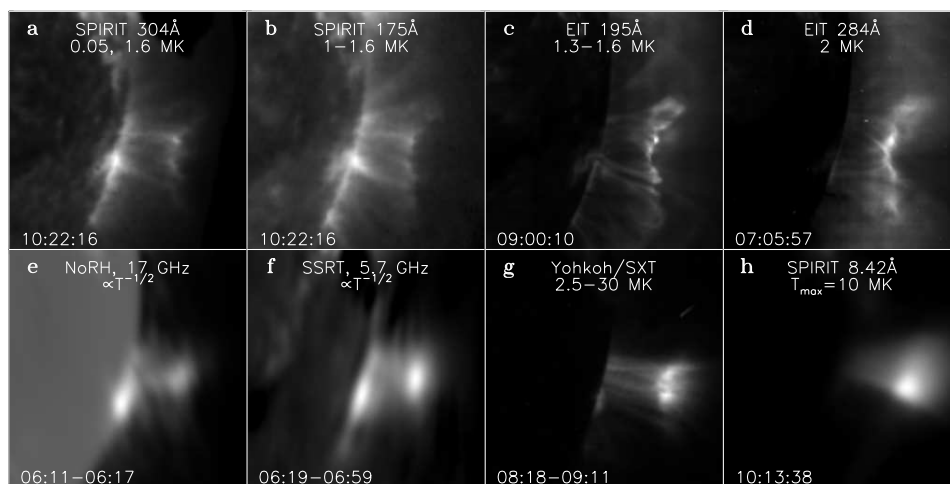


Рис. 6. Изображения постэруптивного коронального образования над западным лимбом 22 октября 2001 г., полученные на различных инструментах и представляющие разные температурные диапазоны. а и b – КОРОНАС-Ф/СПИРИТ, 304 Å и 175 Å; c – SOHO/EIT 195 Å; d – SOHO/EIT 284 Å; e – NoRH, 1.76 см; f – ССРТ, 5.2 см; g – Yohkoh/SXT; h – КОРОНАС-Ф/СПИРИТ MgXII 8.42 Å. Диапазоны или максимумы температурной чувствительности указаны на панелях а–h.

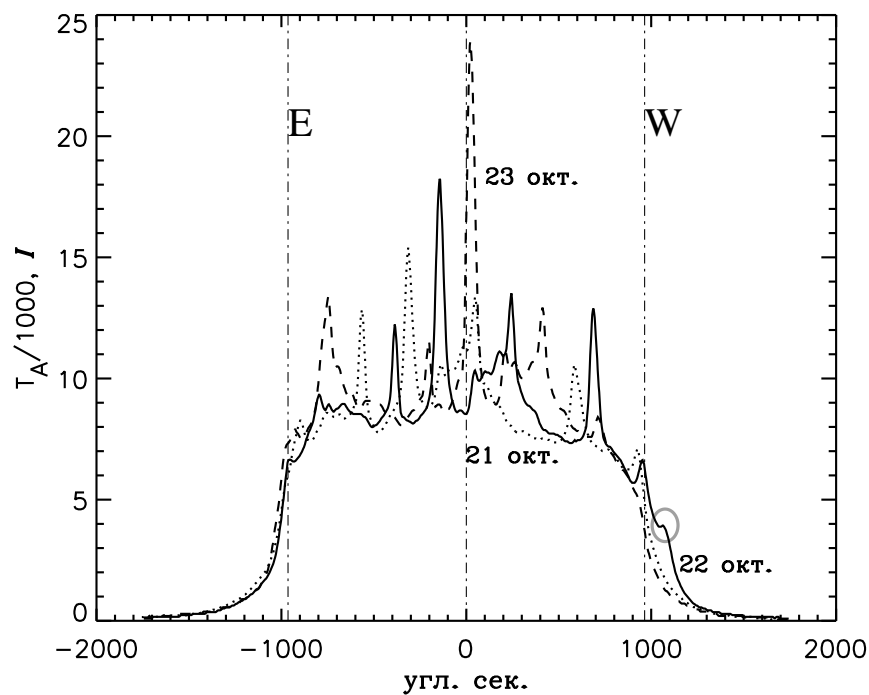


Рис. 7. Совмещенные сканы Солнца (РАТАН-600) на волне 3.21 см, полученные 21, 22 и 23 октября 2001 г. На скане 22 октября серым овалом выделен источник над лимбом, отсутствующий 21 и 23 октября.

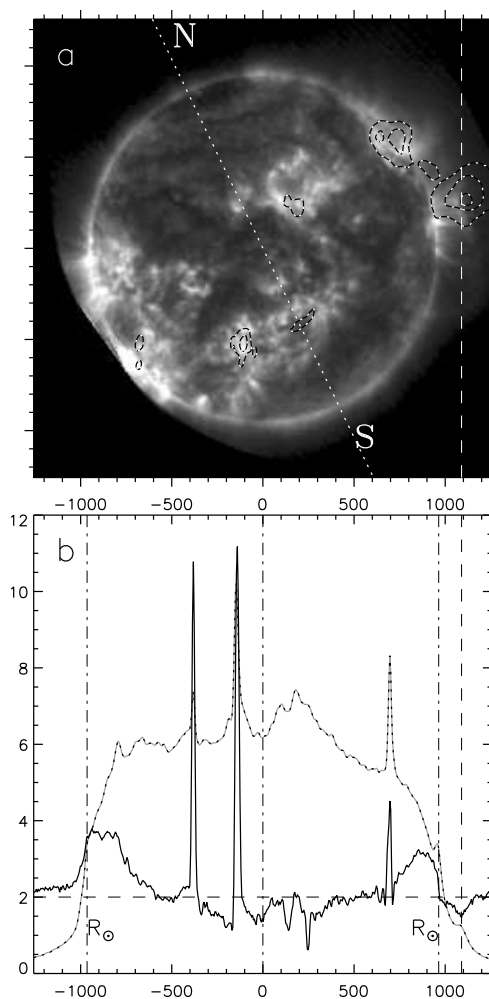


Рис. 8. Наблюдения 22 октября 2001 г. на КОРОНАС-Ф/СПИРИТ и РАТАН-600.

а) Изображения Солнца, полученные на КОРОНАС-Ф/СПИРИТ в каналах 175 \AA (полутон) и 8.42 \AA (пунктир). Для совмещения со сканами РАТАН-600 изображение Солнца повернуто на позиционный угол. б) сканы Солнца (РАТАН-600) на волне 1.92 см . Сплошная черная линия – V , серо-черный пунктир – I . Штрих-пунктиром отмечены края и центр фотосферного диска

Солнца. Штриховой вертикальной линией на обоих рисунках отмечено положение радиоисточника над лимбом. На скане поляризации у лимбов видна паразитная инструментальная поляризация; над западным лимбом – поляризованный источник, отождествленный с постэруптивной аркадой.

разные температурные диапазоны. На изображениях в линии MgXII (КОРОНАС-Ф/СПИРИТ) горячая структура имеет “шарообразную” форму, самая яркая часть которой расположена на высоте около 100 тыс. км. Изображения, полученные в крайнем ультрафиолетовом диапазоне, показывают структуру в виде “шарообразной” формы, самая яркая часть которой расположена на высоте около 100 тыс. км. Изображения, полученные в крайнем ультрафиолетовом диапазоне, показывают структуру в виде “шарообразной” формы, самая яркая часть которой расположена на высоте около 100 тыс. км.

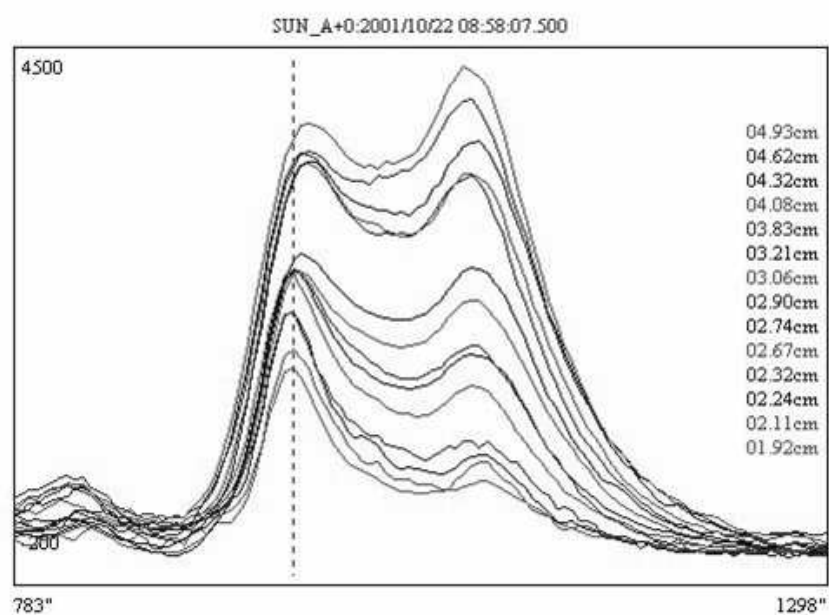


Рис. 9. Совмещенные записи радиоисточников, выделенных на сканах РАТАН-600 в канале интенсивности в районе западного лимба над профилем излучения спокойного Солнца на разных волнах в диапазоне 1.92–4.93 см, снизу вверх по возрастанию. Штриховая линия – западный лимб Солнца.

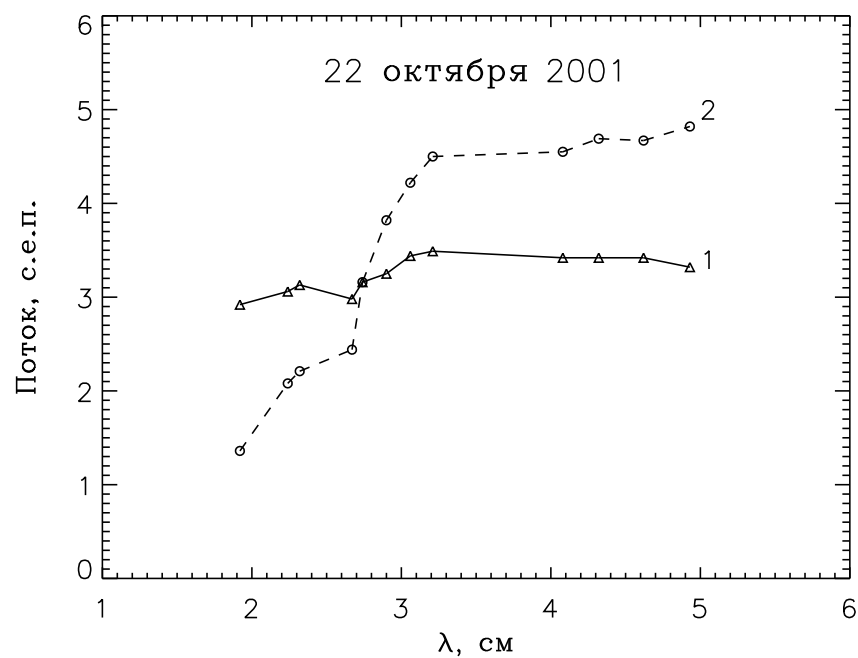


Рис. 10. Спектры радиопотоков: 1 – источника на лимбе, связанного с низкими петлями над хвостовой частью заходящей АО 9658; 2 – постэруптивной аркады.

трафиолетовом (SOHO/EIT), рентгеновском (Yohkoh) и микроволновом (NoRH, CCPT) диапазонах, показывают аркаду. Горячая структура, наблюдавшаяся в линии магния, практически совпадает с аркадой, наблюдавшейся в мягком рентгеновском излучении. Аркада, видимая в более “холодных” эмиссионных линиях крайнего УФ-диапазона 175 и 195 Å (1–1.6 МК), примыкает к ней снизу. Микроволновые изображения, полученные на NoRH (1.76 см) и CCPT (5.2 см), представляют широкий диапазон температур.

На рис. 7 приведены совмещенные сканы Солнца на волне 3.21 см, полученные на РАТАН-600 21, 22 и 23 октября. На скане 22 октября над западным лимбом виден радиоисточник, отсутствовавший на сканах в предыдущий и последующий дни. Аркада также не наблюдалась 21 и 23 октября.

Отождествление источника над лимбом с постэруптивной аркадой показано на рис. 8, где на верхней части дано изображение Солнца в канале 175 Å (FeIX–XI, КОРОНАС-Ф/СПИРИТ), совмещенное с изображением в линии MgXII, а на нижней – сканы Солнца (РАТАН-600) на волне 1.92 см в каналах *I* и *V*, на которых отчетливо выделяется поляризованный источник над лимбом. Для совмещения со сканами изображение Солнца повернуто на позиционный угол.

Комплексный анализ этого события, выполненный с использованием данных различных энергетических диапазонов [15], показал, что в центральной части горячей аркады, наблюдавшейся Yohkoh/SXT около 09 UT, температура составляла 5.5–8 МК, а плотность – $(5 - 9) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Справедливость этих оценок и правомерность предположения равновесного состояния горячей плазмы подтверждены, в частности, тем, что радиоизображение Солнца, смоделированное по распределениям температуры и продольной меры эмиссии, полученным по данным Yohkoh/SXT в предположении оптически тонкого теплового тормозного механизма радиоизлучения, хорошо согласуется как визуально, так и количественно с реально наблюдавшимся на NoRH.

В то же время микроволновый спектр потоков источника над лимбом на волнах в диапазоне 1.7–5 см, полученный по данным РАТАН-600 и согласующийся с данными NoRH (1.76 см) и CCPT (5.2 см), указывает на то, что в области вершины аркады и ее окрестностях возможно присутствие малой добавки электронов с нетепловым спектром, что соответствует и достаточно высокой степени поляризации радиоизлучения 7–10 % на коротких сантиметровых волнах по данным NoRH и РАТАН-600.

На рис. 9 представлены совмещенные записи радиоисточников, выделенных на ска-

нах РАТАН-600 22 октября около западного лимба над профилем излучения спокойного Солнца на разных волнах в диапазоне 1.92–4.93 см. Записи расположены по возрастанию длин волн снизу вверх от 1.92 до 4.93 см. Профиль спокойного Солнца получен по сканам за 23 и 24 октября, когда отсутствовали заходящие активные области.

Как показывает рис. 9, интенсивность излучения залимбового источника растет с длиной волны быстрее, чем источника на лимбе, отождествляемого с низкими арками в хвостовой части зашедшей накануне группы 9658. Соответствующие спектры потоков этих источников представлены на рис. 10 (источник на лимбе – “1”, источник над лимбом – “2”). Полученные на РАТАНе спектры – практически плоский спектр потока источника на лимбе “1” и растущий с длиной волны в диапазоне 2–5 см спектр источника над лимбом “2” – согласуются с результатами наблюдений на NoRH и ССРТ, представленными на рис. 6e,f. Согласно приведенным в [15] данным, яркостная температура источника на лимбе на волне 5.2 см примерно в 10 раз выше, чем на волне 1.76 см, что соответствует тепловому тормозному излучению оптически тонкой плазмы. Источник же в верхней части аркады по данным ССРТ в 1.5 раза ярче, чем можно было ожидать для теплового тормозного излучения.

Таким образом, микроволновые наблюдения свидетельствуют о наличии нетепловой компоненты в радиоизлучении верхней части аркады. Это дает основание считать завышенной оценку магнитного поля в 300 Гс в аркаде на высоте около 100 тыс. км, которая следует из высокого процента поляризации, полученного по данным NoRH и согласующегося с наблюдениями на РАТАН-600 [15], в предположении чисто теплового тормозного излучения радиоизлучения источника над лимбом.

Экстраполяция магнитных полей в корону в потенциальном приближении по фотосферной магнитограмме SOHO/MDI за 19 октября показала, что максимальная величина модуля вектора магнитного поля в области горячего образования, наблюдавшегося в линии MgXII на высоте порядка 100 Мм, составляла 7 Гс [15]. При оцененных значениях температуры и плотности это соответствует $\beta > 1$.

3.3. 28–30 декабря 2001 г.

Образованию аркады на юго-восточном лимбе и горячей структуры в короне, наблюдавшейся на КОРОНАС-Ф/СПИРИТ, предшествовали два СМЕ, зарегистрированные

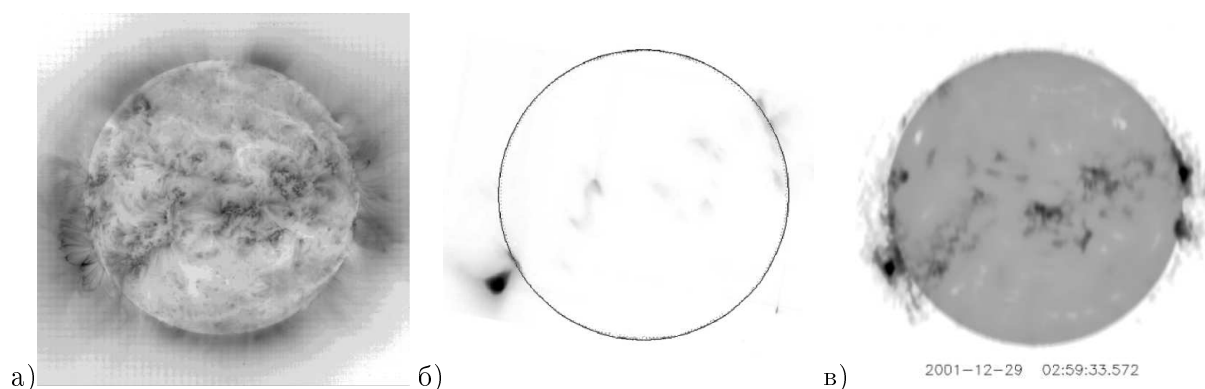


Рис. 11. Изображения Солнца 29 декабря 2001 г.: а) в линии 195 \AA (SOHO/EIT) в 09:00 UT; б) в линии $\text{MgXII } 8.42 \text{ \AA}$ (КОРОНАС-Ф/СПИРИТ) в 14:41 UT; в) на волне 1.76 см (NoRH) в 02:59 UT.

28 декабря 2001 г., вероятно, связанные с восходящей активной областью 9767. По данным LASCO/C2, сначала появился край СМЕ с небольшим угловым размером в 60° в 20:06 UT, а на следующем кадре в 20:30 UT был зарегистрирован высокоскоростной СМЕ (2216 км/с), вылетевший из того же района (позиционный угол 115°), и наблюдавшийся позже вокруг всего затмевающего диска коронографа LASCO. Это событие сопровождалось мощной рентгеновской вспышкой X4, после чего наблюдался подъем двух аркад, вероятно связанных с этими СМЕ. Накануне этих событий на изображениях Солнца в канале SOHO/EIT 304 \AA 27 и 28 декабря над районом будущей эрупции наблюдался гигантский протуберанец, который затем исчез и, по-видимому, был выброшен в процессе СМЕ.

В области образовавшейся над юго-восточным лимбом постэруптивной аркады на КОРОНАС-Ф/СПИРИТ в линии $\text{MgXII } 8.42 \text{ \AA}$ наблюдалось крупномасштабное горячее корональное образование, которое просуществовало в этом районе не менее трех суток. По данным спектрогелиометра РЕС-К комплекса СПИРИТ для ядра “магние-вой” структуры были оценены температура плазмы 10 МК и плотность 10^{10} см^{-3} [13].

На радиоизображениях Солнца на волне 1.76 см (NoRH) также виден яркий радиоисточник над лимбом. На рис. 11 приведены изображения Солнца, полученные 29 декабря 2001 г. SOHO/EIT в канале 195 \AA в 09:00 UT, КОРОНАС-Ф/СПИРИТ в линии $\text{MgXII } 8.42 \text{ \AA}$ в 14:41 UT и NoRH на волне 1.76 см в 02:59 UT. Горячая “магние-вая” структура соответствует постэруптивной аркаде, наблюдавшейся в крайнем УФ и микроволновом диапазонах, и расположенной над восточным лимбом на высоте $70\text{--}100$

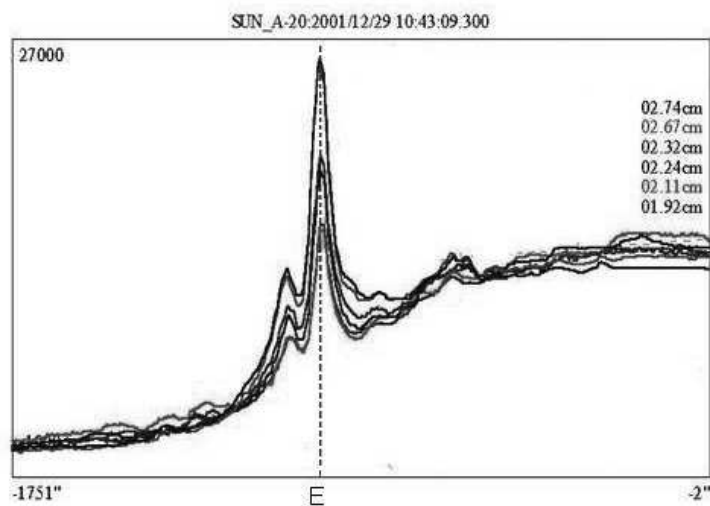


Рис. 12. Совмещенные половины сканов Солнца на волнах 1.92, 2.11, 2.24, 2.32, 2.67 и 2.74 см (снизу вверх) по наблюдениям на РАТАН-600 29 декабря 2001 г. во втором азимуте (10:43 UT).

В районе восточного лимба расположены два источника: слева от лимба связан с постэруптивной аркадой, источник на лимбе – с головным пятном восходящей группы 9767.

тыс.км.

Наблюдения Солнца на РАТАН-600 29 декабря 2001 г. проводились в меридиане (09:15 UT) и в двух азимутах (07:48 и 10:43). Отклонение от меридиана направления сканирования Солнца в азимутах составляло $\pm 8.5^\circ$. На рис. 12 представлены совмещенные половины сканов Солнца, полученных на РАТАН-600 29 декабря 2001 г. на волнах 1.92, 2.11, 2.24, 2.32, 2.67 и 2.74 см (снизу вверх) по наблюдениям во втором азимуте (10:43 UT). В районе восточного лимба выделяются два источника.

На рис. 13 сканы РАТАН-600 на волне 3.2 см в меридиане и во втором азимуте наложены на радиоизображение, полученное на NoRH. Сканы Солнца изображены под углами, соответствующими направлению сканирования РАТАН-600. При этом центр ДН РАТАН-600 был направлен ниже центра диска на $13'$. По одномерным сканам, полученным в меридиане “М” и во втором азимуте “А2”, источник слева от лимба, отчетливо видимый на рис. 12, однозначно отождествляется с наиболее яркой частью образования, наблюдавшегося на волне 1.76 см над лимбом на высоте 70 000 км. Яркий источник на лимбе (см. также рис. 12) отождествляется с головным пятном восходящей группы 9767. К моментам наблюдений на РАТАН-600 (07:48, 09:15 и 10:43 UT) группа уже взошла

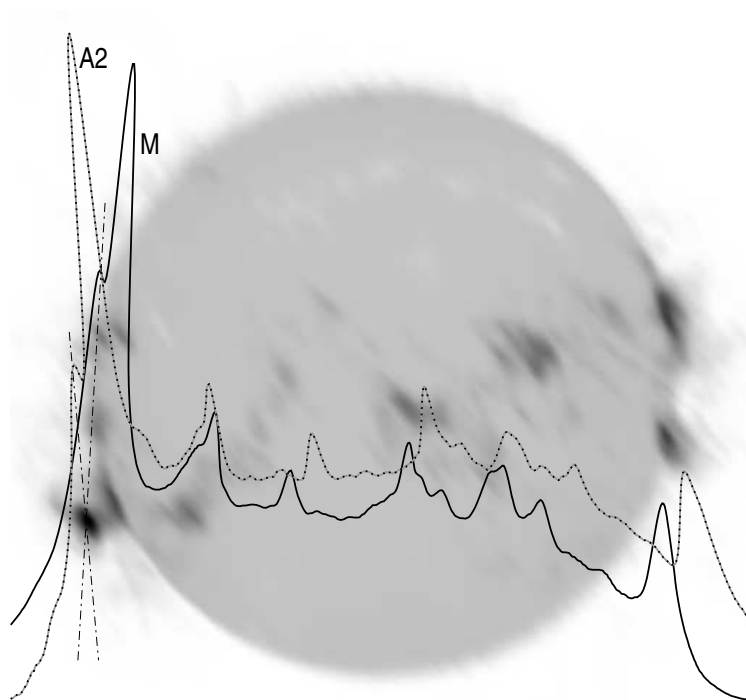


Рис. 13. Сканы на волне 3.21 см, полученные на ПАТАН-600 29 декабря 2001 г. в двух азимутах в 09:15 (“М”) и 10:43 UT (“А2”), и наложенные на радиоизображение Солнца (NoRH, 06:15 UT) соответственно направлению ДН ПАТАН-600. Ее центр направлен на 13′ ниже центра Солнца. Север наверху.

из-за края Солнца, и на сканах регистрировался яркий радиоисточник над головным пятном этой группы.

Как показывают изображения Солнца в линиях крайнего УФ-диапазона (SOHO/EIT) и радиоизображение на волне 1.76 см (NoRH), на следующий день, 30 декабря, излучение из области вершины постэруптивной аркады также регистрировалось, но на большей высоте над лимбом, чем 29 декабря – 120 000 км (рис. 14а). До такой же высоты простирается структура над лимбом на радиоизображении Солнца на 1.76 см (NoRH) (рис. 14б).

На сканах ПАТАН-600 30 декабря также выделяется слабое излучение над западным лимбом, как показывает сравнение профилей сканов около Е-лимба, полученных 30 декабря 2001 г. и 1 января 2002 г., когда на Солнце отсутствовали восходящие активные области (рис. 14в). На скане за 30 декабря виден также интенсивный источник над взошедшей накануне группой 9767.

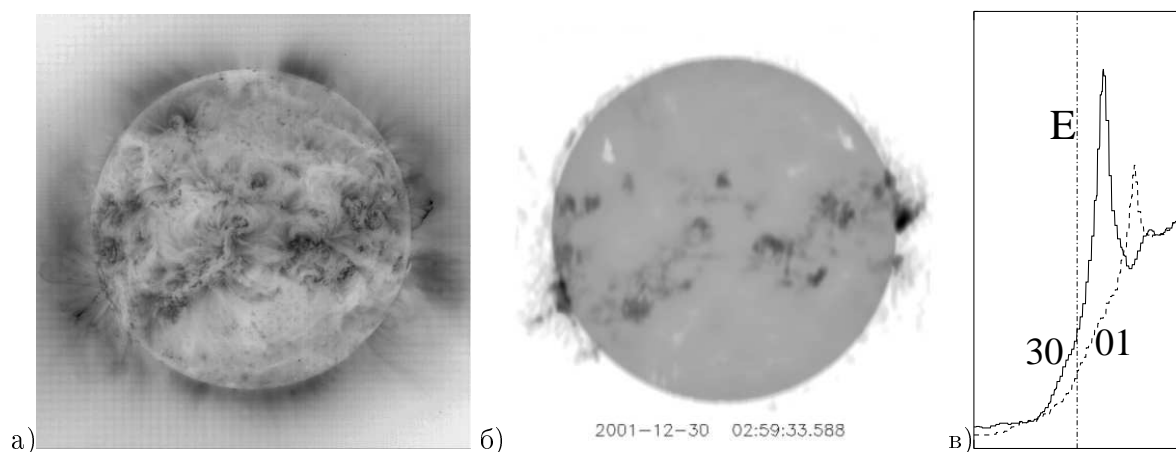


Рис. 14. Излучение постэруптивной аркады 30 декабря 2001 г. в разных диапазонах.

а) Изображение Солнца в канале 195 Å (SOHO/EIT) в 09:12 UT. б) Радиои изображение Солнца на волне 1.76 см (NoRH) в 02:59 UT. в) Совмещенные участки сканов Солнца около Е-лимба на волне 3.06 см (РАТАН-600), полученные 30 декабря 2001 г. и 1 января 2002 г. в 09:15 UT. Профиль скана в районе лимба на записи 1 января 2002 г. соответствует излучению спокойного Солнца из-за отсутствия восходящих активных областей.

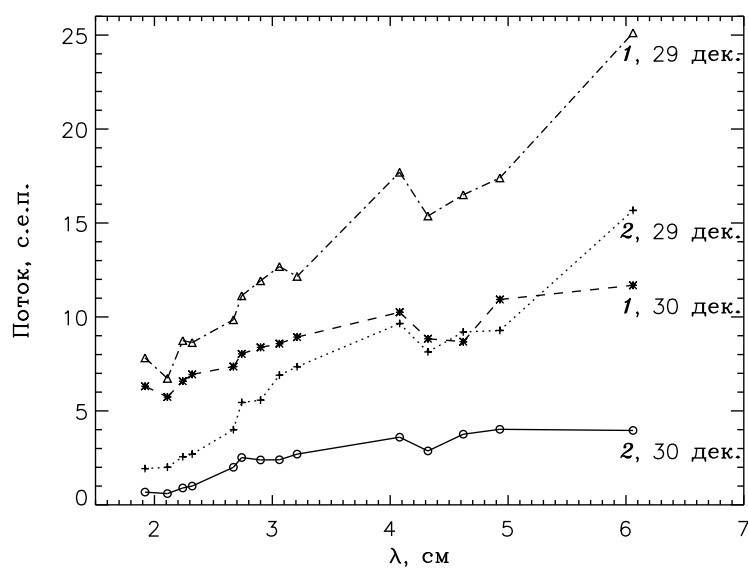


Рис. 15. Спектры потоков источников, выделенных на сканах Солнца (РАТАН-600) в районе западного лимба, по наблюдениям 29 и 30 декабря. “1” – источник, отождествленный с головным пятном восходящей группы 9767; “2” – источник над лимбом, отождествленный с постэруптивной аркадой

Спектры потоков источников над лимбом, выделенные на сканах за 29 и 30 октября, приведены на рис. 15, где они обозначены цифрой “2”. Там же для сравнения приведены спектры потоков источников, связанных с головным пятном группы 9767 (“1”). Погрешность в определении потока источников составляет 10% для источника “1” и 20% для источника “2”. Она обусловлена, в основном, неоднозначностью выделения источников на скане. Изломы, повторяющиеся на всех спектрах, имеют инструментальное происхождение. Быстро растущие с длиной волны спектры “1” для источника, связанного с головным пятном группы 9767, соответствуют магнитотормозному механизму радиоизлучения. Спектры “2” источников, отождествленных с постэруптивной аркадой 29 и 30 декабря, также показывают заметный рост потока с длиной волны, что свидетельствует о наличии слабой нетепловой компоненты в их излучении, по-видимому, связанной с присутствием ускоренных частиц в области вершины постэруптивной аркады.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Проанализированы три случая наблюдений на РАТАН-600 долгоживущих микроволновых корональных источников, расположенных на высотах 50–100 тыс. км, появление которых связано с формированием систем послевспышечных петель (аркад) после эруптивных событий на Солнце, и сопоставлены с данными наблюдений на других инструментах в различных диапазонах.

2 ноября 1992 г. интенсивный источник радиоизлучения над лимбом был зарегистрирован на РАТАН-600 через 6 часов после максимальной стадии мощной вспышки балла X9 над зашедшей накануне за лимб активной областью. К этому времени над лимбом наблюдались петли в линии $H\alpha$ на высоте до 50 000 км, над которыми, по данным Yohkoh/SXT, располагались группы испускавших мягкое рентгеновское излучение горячих диффузных петель с ярким ядром диаметром 20 000 км в вершине. Длительно регистрировавшееся жесткое рентгеновское излучение, источники которого располагались над этими петлями, и продолжавшиеся в течение более 3 часов после начала вспышки микроволновые всплески свидетельствуют о длительном энергоснабжении в области послевспышечной аркады. Наблюдаемое время охлаждения петель на стадии затухания вспышки значительно превосходит расчетное, что также предполагает длительное поступление энергии в аркаду после вспышки. По данным Yohkoh/SXT че-

рез 6 часов после вспышки в вершине аркады температура плазмы составляла 10 МК и плотность $3.5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Напряженность магнитного поля, оцененная по результатам экстраполяции фотосферного магнитного поля на высоту 50 000 км, равна 30 Гс. Соответственно этим данным, в вершине аркады $\beta \approx 2.7$. Величина магнитного поля ($B > 45 \text{ Гс}$), полученная в предположении чисто теплового тормозного механизма излучения по измеренной степени поляризации источника, отождествленного с верхней частью аркады (NoRH, РАТАН-600), является завышенной, так как спектр потока источника в диапазоне 2–6 см показывает рост потока с длиной волны, что свидетельствует о наличии нетепловой компоненты в излучении этого источника, степень поляризации которой может быть существенно выше.

22 октября 2001 г. наблюдаемый на РАТАН-600 источник радиоизлучения над лимбом отождествляется с аркадой петель, зарегистрированной в линиях крайнего УФ, мягком рентгене и на микроволнах (NoRH и ССРТ). Аркада образовалась после трех корональных выбросов массы (СМЕ), один из которых сопровождался вспышкой 1F/M1.0. В области вершин петель в линии Mg XII 8.42 Å наблюдалось крупномасштабное горячее “шарообразное” образование.

На основе комплексного анализа данных различных инструментов в разных энергетических диапазонах было определено, что через несколько часов после эруптивного события температура в вершине аркады составляла $T = 5.5\text{--}8 \text{ МК}$, а плотность – $(5 - 9) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. Напряженность магнитного поля в области горячего коронального образования на высоте 100 000 км, полученного экстраполяцией фотосферного поля в потенциальном приближении, составляло около 7 Гс. Соответственно в вершине постэруптивной аркады $\beta \geq 1$.

Данные микроволнового радиодиапазона (РАТАН-600, NoRH и ССРТ) свидетельствуют о том, что в радиоизлучении коронального источника, отождествленного с аркадой, присутствовала слабая нетепловая компонента. Этим объясняется и завышенная величина магнитного поля (около 300 Гс на высоте 100 000 км), которая в предположении чисто теплового тормозного механизма излучения следует из степени поляризации, измеренной по данным NoRH и РАТАН-600 для связанного с аркадой микроволнового источника.

После эруптивных событий 28 декабря 2001 г., связанных с восходящей активной областью – двух СМЕ, из которых один был высокоскоростным и сопровождался вспыш-

кой балла Х4 – в течение двух дней над лимбом существовала аркада петель, наблюдавшаяся в линиях крайнего УФ; крупномасштабное образование в линии $\text{MgXII } 8.42 \text{ \AA}$; и источник микроволнового излучения (РАТАН-600, NoRH) в короне на высоте 70–120 тыс. км. По данным спектрогелиометра РЕС-К комплекса КОРОНАС-Ф/СПИРИТ были оценены температура плазмы $\approx 10 \text{ К}$ и плотность $\approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в горячем “магниевом” образовании, отождествленном с верхней частью этой аркады. Растущие с длиной волны в диапазоне 2–6 см потоки радиоисточников над лимбом, зарегистрированных на РАТАН-600 29 и 30 декабря, показывают наличие слабой нетепловой компоненты в их излучении.

Таким образом, полученные наблюдательные данные свидетельствуют о следующих особенностях постэруптивных аркад.

- Длительное существование горячих частей аркад с высокой плотностью следует из самого факта их наблюдений в высокотемпературной линии $\text{MgXII } 8.42 \text{ \AA}$ ($T_e \approx 5 - 20 \text{ МК}$, $T_{\text{max}} \approx 10 \text{ МК}$) в течение длительного времени (до двух дней) после эруптивных событий.
- Расчетное время охлаждения аркад заведомо меньше времени существования их горячих областей. В работе [16] для рассмотренных выше двух событий – 22 октября 2001 г. и 28–30 декабря 2001 г. – сделаны оценки времени охлаждения горячих источников в короне для всевозможных сочетаний значений их температуры и плотности в диапазонах $T = 6\text{--}12 \text{ МК}$ и $N_e = 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, из которых следует, что среднее время радиационного охлаждения составляет 18 час., а среднее время теплопроводного охлаждения – 0.7 час. – намного меньше времени их жизни.
- Для тех же параметров плазмы в работе [16] приведены также оценки отношения газового и магнитного давления для напряженности поля в 10 Гс. Такая величина магнитного поля на высотах $\simeq 100$ тыс. км согласуется с результатами экстраполяции фотосферного поля в корону и подтверждается результатами недавних прямых измерений магнитных полей в короне по зеемановскому расщеплению корональной эмиссионной линии $\text{FeXIII } 10750 \text{ \AA}$ [25], давших значение продольной компоненты магнитного поля в 4 Гс на высоте $100''$ над активной областью.
- Из расчетов следует, что даже при минимальных значениях температуры $T =$

6 МК и плотности $N = 10^9 \text{ см}^{-3}$ $\beta \approx 0.4$. Тем самым не подтверждается общепринятое представление о превышении магнитного давления над плазменным ($\beta \ll 1$) в солнечной короне. Одновременное выполнение этого условия и ожидаемого быстрого спада напряженности магнитного поля в короне с высотой запрещают существование долгоживущих гигантских горячих замкнутых корональных структур, которые, тем не менее, нередко наблюдаются (напр., на Yohkoh/SXT).

Впервые на возможность высокого β указали Ичимото и Сакурай [9] при анализе аркады, наблюдавшейся после вспышки X9 2 ноября 1992 г. Возможность высокого β в короне рассмотрена также в работах [26–28] для нестабильных и стабильных корональных структур. По результатам моделирования поведения горячей плазмы в гигантских послевспышечных петлях Лившицем и Гетманом [28, 29] был сделан вывод о необходимости длительного нагрева для обеспечения их наблюдаемых свойств, на что обращалось внимание и ранее (напр., [3, 6, 11, 30]). При исследовании долгоживущих радиоисточников в миллиметровом и сантиметровом диапазонах на высотах до 100 тыс. км авторы связывали их с послевспышечными проявлениями, но из-за отсутствия данных мягкого рентгеновского диапазона эти источники не могли быть отождествлены с постэруптивными аркадами. В статье [6] рассматривались два возможных механизма излучения корональных микроволновых источников, в рамках которых объяснялись их наблюдаемые характеристики: оптически тонкое излучение горячей плазмы при $T = 5 - 10$ МК и плотности $(8 - 11) \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, и оптически толстое излучение холодной плазмы с $T = 10^4$ К. Для случая горячей плазмы при напряженности поля в 20 Гс (на высотах 50 000–100 000 км) получается значение плазменной $\beta \sim 1$.

Несмотря на перечисленные аргументы и факты, свидетельствующие о большом плазменном β в постэруптивных аркадах, вопрос о соотношении газового и магнитного давления в постэруптивных корональных петлях нельзя считать окончательно решенным, и он требует дальнейшего изучения.

Итак, рассмотренные события свидетельствуют о длительном существовании горячих аркад, которое предполагает длительное постэруптивное энерговыделение, ответственное за продолжительный нагрев высоко в короне, и за наблюдающиеся в ряде случаев на стадии спада события проявления ускоренных частиц, о чем свидетельствует наличие нетепловой добавки (хотя и незначительной) в микроволновом радиоизлучении аркад. Наличие высокотемпературных областей в верхних частях наблюдающихся

в мягком рентгене аркад и над ними было установлено в ряде исследований [9–11, 30–33]. За существование горячих областей с повышенной плотностью и продолжающиеся процессы ускорения частиц в постэруптивных аркадах может быть ответственным протекающее высоко в короне медленное магнитное пересоединение.

В ранее опубликованных исследованиях [15, 16, 20], посвященных анализу рассмотренных эруптивных событий, сделан вывод о том, что такие явления, наблюдаемые на поздних стадиях вспышек, как развитие обширных систем петель, образование протяженных вспышечных лент и их расхождение, энерговыделение высоко в короне, хорошо описываются “стандартной моделью вспышки” – “CSHKP” [34–37], развитой Шибатой и Йокоямой до количественного учета хромосферного испарения [38–40], но применительно к поздней постэруптивной стадии.

5. ВЫВОДЫ

На основе комплексного анализа трех эруптивных событий на Солнце, выполненных по данным, полученным на различных инструментах в разных энергетических диапазонах (Yohkoh/SXT, SOHO/EIT и SOHO/LASCO, КОРОНАС-Ф/СПИРИТ, ПАТАН-600, NoRH, CCRT и др.), с использованием оптических наблюдений наземных обсерваторий, сделаны выводы о том, что постэруптивные аркады характеризуются: (а) продолжительным временем жизни; (б) наличием горячих областей с повышенной плотностью высоко в короне; (в) превышением газового давления над магнитным ($\beta > 1$); (г) наличием нетепловой компоненты в микроволновом излучении в вершинах аркад из-за присутствия ускоренных частиц. Эти факты указывают на продолжительные нагрев и ускорение частиц в верхних областях постэруптивных аркад, что является проявлением длительного постэруптивного энерговыделения высоко в короне.

Исследование постэруптивных аркад, представленное в данной работе, показывает важность комплексного анализа явлений на Солнце с использованием наблюдательных данных различных инструментов в разных энергетических диапазонах, в частности, в микроволновом радиодиапазоне – сопоставление двумерных радиоизображений Солнца, получаемых с высоким пространственным разрешением с анализом круговой поляризации на радиогелиографах Нобейма (1.76 см) и CCRT (5.2 см), и спектрально-поляризационных характеристик источников радиоизлучения на Солнце в широком

микроволновом диапазоне, получаемых на РАТАН-600.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят штат радиотелескопа РАТАН-600, возглавляемый акад. Ю.Н. Парийским и М.Г. Мингалиевым, сотрудников группы Радиоизлучения Солнца САО РАН за обеспечение регулярных наблюдений Солнца; инструментальные группы проектов Yohkoh, SOHO/EIT и LASCO (ESA&NASA), NoRH, CCPT, чьи данные использованы в данной работе. Авторы признательны группе КОРОНАС-Ф Отделения оптики ФИАН за предоставленные данные наблюдений и сотрудничество, а также М.А. Лившицу и А.М. Уралову за полезные дискуссии. Работа поддержана грантами РФФИ №№ 06-02-16838, 06-02-17357, 06-07-89002, 05-02-16228, 06-02-17034, 06-02-16239, 06-02-16295, 07-02-00101, Президиума РАН ОФН-16 и программой РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля”.

-
1. И.Г. Моисеев, Н.С. Нестеров, Изв. КрАО, **74**, 112 (1986).
 2. S. Urpo, A. Krüger, J. Hildebrandt, A&A, **163**, 340 (1986).
 3. V.N. Borovik, G.B. Gelfreikh, V.M. Bogod, A.N. Korzhavin, A. Krüger, Solar Phys., **124**, 157 (1989).
 4. G.A. Dulk, D.J. McLean, Solar Phys., **57**, 279 (1978).
 5. A. Krüger, J. Hildebrandt, S. Urpo, S. Pohjolainen, Adv. Space Res., **9**(4), 47 (1989).
 6. S. Urpo, H. Teräsranta, A. Krüger, J. Hildebrandt, V. Ruždjak, Astron. Nachr., **310**(6), 423 (1989).
 7. A.T. Altyntsev, V.V. Grechnev, H. Nakajima, K. Fujiki, M. Nishio, D.V. Prosovetsky, A&AS, **113**, 415 (1999).
 8. M.R. Kundu, V.V. Grechnev, Earth, Planets and Space., **53**(6), 585 (2001).
 9. K. Ichimoto, T. Sakurai, Flare Telescope, Norikura Teams, Proc. of the Second Japan-China seminar on the Solar Physics, 1993 July 6-8, Sagamihara. T. Sakurai, G. Ai (eds.), NAOJ, Mitaka, Tokyo, 151 (1993).
 10. U. Feldman, J.F. Seely, G.A. Doschek et al., Astrophys. J. , **446**, 860 (1995).

11. L.K. Harra-Murnion, B. Schmieder, L. van Driel-Gesztelyi et al., *A&A*, **337**, 911 (1998).
12. S. Kamio, H. Kurokawa, T. Ishii, *Solar Phys.*, **215**, 127 (2003).
13. I.A. Zhitnik, O.I. Bugaenko, F.P. Ignat'ev, V.V. Krutov, S.V. Kuzin, A.V. Mitrofanov, S.N. Oparin, A.A. Pertsov, V.A. Slemzin, A.L. Stepanov, A.M. Urnov, *MNRAS*, **338**, 67 (2003).
14. Zhitnik I., Kuzin S., Bugaenko O., Ignat'ev A., Krutov V., Lisin D., Mitrofanov A., Oparin S., Pertsov A., Slemzin V., Urnov A., *Adv. Space Res.*, **32**(12), 2573 (2003).
15. V.V. Grechnev, A.M. Uralov, V.G. Zandanov, G.V. Rudenko, V.N. Borovik, I.Y. Grigorieva, V.A. Slemzin, S.A. Bogachev, S.V. Kuzin, I.A. Zhitnik, A.A. Pertsov, K. Shibasaki, M.A. Livshits, *PASJ*, **58**(1), 55 (2006).
16. В.В. Гречнев, С.В. Кузин, А.М. Урнов, И.А. Житник, А.М. Уралов, С.А. Богачев, М.А. Лившиц, О.И. Бугаенко, В.Г. Занданов, А.П. Игнатьев, В.В. Крутов, С.Н. Опарин, А.А. Перцов, В.А. Слемзин, И.М. Черток, А.И. Степанов, *Астрономический Вестник*, **40**(4), 314 (2006).
17. В.М. Богод, В.Н. Дикий, Д.В. Корольков, В.Е. Сорель, *Астрофиз. исслед. (Изв. САО)*, **17**, 124 (1989).
18. В.М. Богод, В.Е. Абрамов-Максимов, В.Н. Дикий, С.М. Ватрушин, С.В. Цветков, *Препринт САО № 84*, (1993).
19. В.И. Гараимов, *Препринт САО № 127Т*, (1997).
20. В.Н. Боровик, В.В. Гречнев, В.Е. Абрамов-Максимов, В.И. Гараимов, И.Ю. Григорьева, Т.И. Кальтман, А.Н. Коржавин, В.Г. Медарь, *Труды Всероссийской конференции “Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиогеофизической активности”*, ред. В.Н.Обридко, В.В.Зайцев, Троицк, ИЗМИРАН, 41 (2006).
21. V.V. Grechnev, V.G. Zandanov, A.M. Uralov, V.P. Maksimov, V.N. Borovik, G.B. Gelfreikh, I.Y. Grigorieva, V.G. Medar, A.N. Korzhavin, *Solar Phys.*, **225**, 379 (2004).
22. Akhmedov Sh.B., Borovik V.N., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Korzhavin A.N., Petrov Z.E., Dikiy V.N., Lang K.R., Wilson R.F., *Astrophys. J.*, **301**, 460 (1986).
23. A.M. Uralov, H. Nakajima, V.G. Zandanov, V.V. Grechnev, *Solar Phys.*, **197**, 275 (2000).
24. V.N. Borovik, V.V. Grechnev, O.B. Bugaenko, S.A. Bogachev, I.Y. Grigorieva, S.V. Kuzin, S.V. Lesovoi, M.A. Livshits, A.A. Pertsov, G.V. Rudenko, V.A. Slemzin, A.I. Stepanov, K. Shibasaki, A.M. Uralov, V.G. Zandanov, I.A. Zhitnik, “Coronal and Stellar Mass Ejections”, *Proc. IAU Symp. 226*, K.P. Dere, J. Wang, Y. Yan (eds.), 108 (2005).

25. Lin H., Kuhn J.R., Coulter R., *Astrophys. J.* , **613**, L177 (2004).
26. Gary G., *Solar Phys.*, **203**, 71 (2001).
27. Shibasaki K., *Astrophys. J.* , **557**, 326 (2001).
28. Getman K.V., Livshits M.A., *Astron. Rep.*, **44**(4), 255 (2000).
29. Livshits M.A., Badalyan O.G., Belov A.V., *Astron. Rep.*, **46**(7), 597 (2002).
30. McTiernan J.M., Kane S.R., Loran J.M. et al., *Astrophys. J.* , **416**, L91 (1993).
31. Doschek G.A., *Astrophys. J.* , **527**, 426 (1999).
32. Tsuneta S., Hara H., Shimizu T., Acton L.W., Strong K.T., Hudson H.S., Ogawara Y., *PASJ*, **44**, L63 (1992).
33. Chertok I.M. Proc. of the 5-th SOHO Workshop, 'The Corona and Solar Wind near Minimum Activity', Oslo, Norway, 17-20 June 1997 (ESA SP-404, September 1997), 269 (1997).
34. Carmichael H., *AAS-NASA Symp. on the Physics of Solar Flares*, ed. W.N. Hess (Washington, D.C.: NASA), 451 (1964).
35. Sturrock P.A., *Nature*, **211**, 695 (1966).
36. Hirayama, *Solar Phys.*, **34**, 323 (1974).
37. Kopp R.A., Pneuman G.W., *Solar Phys.*, **50**, 85 (1976).
38. Yokoyama T., Shibata K., *Astrophys. J.* , **494**, L113 (1998).
39. Shibata K., Yokoyama T., *Astrophys. J.* , **526**, L49 (1999).
40. Yokoyama T., Shibata K., *Astrophys. J.* , **549**, 1160 (2001).

MULTI-WAVE RATAN-600 OBSERVATIONS OF POST-ERUPTIVE PROCESSES ON THE SUN

V. N. Borovik, V. V. Grechnev, V. E. Abramov-Maksimov, I. Y. Grigorieva,
V. M. Bogod, T. I. Kaltman, A. N. Korzhavin

During two last decades, authors of some studies of post-eruptive arcades repeatedly came to the following unexpected conclusions. Microwave emission of arcades was excessively polarized, presumably due to contribution of non-thermal electrons. Their lifetimes were much longer than the estimated cooling times, presumably due to post-eruptive energy release. Finally, the plasma pressure exceeded the magnetic pressure ($\beta \geq 1$) in their hot top parts. CORONAS-F/SPIRIT observations in a high-temperature (~ 10 MK) MgXII line and multi-wave RATAN-600 observations along with data from other spectral domains of the solar emission provided important information to verify these conclusions and assumptions. All the above facts were confirmed in analyses of this data set. They were explained in terms of the standard flare model (“CSHKP”) elaborated by Shibata and Yokoyama to qualitative account for the chromospheric evaporation, but applied to the late post-eruptive phase. In this case, high-beta conditions indicate magnetic reconnection processes, which are responsible for the prolonged heating and particle acceleration. This approach allows to reconcile the listed facts with known estimates of parameters of the coronal plasmas in post-eruptive arcades, and to remove seeming contradictions with habitual conceptions. We consider long-lived post-eruptive arcades observed on 22 October 2001, 2 November 1992, and 28–30 December 2001, and demonstrate that these conclusions are valid, because high-density hot regions in their top parts (thus, high regions) existed for a long time, and their radio emission contained non-thermal components, which are indicative of the presence of accelerated particles.

Некоторые вспышки в АО NOAA 10792 и 10798

М. И. Дивлекеев

Обсуждаются результаты спектрометрических наблюдений семи вспышек в линии Ca II 8498 Å две из которых наблюдаются в H α и He I 10830 Å. Рассматриваются профили этих линий в разных вспышках. Проводится сопоставление изменений интенсивности излучения в центре линии Ca II 8498 Å и в рентгене по данным GOES. Всплытие вещества в области токового жгута тесно связано со вспышкой. Высказывается предположение о структуре жгута магнитных трубок с током и ее связи с мощностью вспышки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки представляют одну из важных явлений на поверхности Солнца, в которых мгновенно выделяется достаточно большое количество энергии. Предполагается, что первоначально она расходуется на ускорение электронов и ионов, которые генерируют излучение во всем диапазоне электромагнитных волн. Оптические наблюдения вспышек позволяют изучать физические процессы, происходящие в фотосфере и хромосфере, тогда как микроволновые и рентгеновские – в короне. Таким образом, анализ данных наблюдений в разных диапазонах длин волн дает ценную информацию относительно процессов, происходящих во время вспышек на разных уровнях атмосферы Солнца.

В данном сообщении излагаются результаты спектрометрических наблюдений семи вспышек с продолжительной фазой спада в слабой линии инфракрасного (ИК) триплета Ca II 8498 Å две из которых наблюдались также в линиях H α и He I 10830 Å и сопоставление их с рентгеновскими данными GOES.

2. НАБЛЮДЕНИЯ И МЕТОДИКА

Наблюдения выполнены в Москве на Башенном солнечном телескопе АТБ-I ГАИШ в 2005 г. Телескоп строит изображение Солнца диаметром 140 мм в плоскости входной щели дифракционного спектрографа с решеткой 600 шт/мм размерами 250 × 200 мм².

Спектр регистрировался с помощью ПЗС - линейки длиной около 29 мм с площадью элементов 8×200 мкм². Линейность ПЗС-приемника в рабочем диапазоне интенсивностей сохраняется с достаточной точностью. Профили линий в области H α и He I 10830 Å исследовались в спектре второго порядка дифракции, а в области линии Ca II 8498 Å – в спектре третьего порядка. При этом входная щель спектрографа имела ширину 15 мкм, 60 мкм и 90 мкм соответственно для областей линий H α , Ca II 8498 Å и He I 10830 Å и высоту 200 мкм, которая определялась поперечным размером ПЗС – линейки. Следовательно, щель соответствует на Солнце области размером порядка 500×1900 км². Спектральное разрешение на элемент линейки составляло 3,6 мÅ, 2,9 мÅ и 5,1 мÅ в областях линий H α , Ca II 8498 Å и He I 10830 Å соответственно. Полосы регистрируемых участков спектра равнялись 13 Å, 10,5 Å и 18,5 Å. Время накопления ПЗС-линейки выбрано 3 с, а интервал времени между последующими спектрами не превосходил 1 мин. Спектры регистрировались с учетом темнового фона. Калибровка спектрографа по длине волны проводилась использованием линий паров воды в атмосфере Земли. Предварительная обработка полученных спектрограмм осуществлялась программой, предоставленной разработчиком системы регистрации с ПЗС-линейкой.

Для получения профиля линии Ca II 8498 Å во вспышке необходимо из полного спектра вычесть спектр излучения флоккула или пятна, в области которых произошла вспышка. При вычитании спектров уровни непрерывного излучения должны быть приведены к одинаковому значению, что достигается умножением интенсивности непрерывного излучения вспышки на постоянный множитель.

Под жгутом магнитных трубок с током мы подразумеваем образование, в котором профили линии Ca II 8498 Å имеют обращение K_2 , аналогичные обращению K_2 линий H и K Ca II, показанные на рис. 1 для разных точек жгута. На этих рисунках по оси абсцисс отложена длина волны в Å, а по оси ординат – интенсивность в относительных единицах. Профиль со смещением K_2 в синюю сторону, приведенный на рис. 1 а, относится к началу жгута, где вещество в основном поднимается. Рис. 1 б относится профилю в средней точке жгута, где наблюдается движение в противоположные стороны. Профиль с красным смещением, представленный на рис. 1 в, относится концу жгута, где движение вещества направлено вниз. Свойства этого жгута приведены в работе [1]. В качестве примера такого жгута можно представить структуру, которая наблюдалась до вспышки, во время ее и после нее 16 августа, приведенной на сайте

<http://www.spactweather.com/> на 17 августа 2006 г. Профиль линии поглощения Ca II 8498 Å спокойного флоккула изображен на рис.1 г. В работе исследуются профили линии Ca II 8498 Å излучения жгута магнитных трубок во время вспышки, до и после нее.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Первая вспышка балла C 9.4, изучаемая в данной работе, произошла в активной области (АО) NOAA 10792 (N12E54) 30 июля 2005 г. По наблюдениям GOES в мягком рентгене она началась в 05:03 UT, достигла максимума в 05:19 UT и закончилась в 05:36 UT. В линии H α по данным журнала Solar–Geophysical Data (SGD) эта вспышка произошла в интервале времени от 05:07 UT (начало) до 06:05 UT (конец) и имела максимум в 05:17 UT (время вспышки в H α приводится по данным обсерватории Learmonth).

Наши наблюдения этой АО в линии Ca II 8498 Å начаты в 05:00 UT и завершены в 07:40 UT. График изменения интенсивности излучения в центре линии Ca II 8498 Å в жгуте магнитных трубок с током приведен на рис. 2 (рис.2 а), где более жирной линией показано изменение интенсивности мягкого рентгеновского излучения по GOES. По оси абсцисс отложено время в UT, а по оси ординат – справа интенсивность в рентгене, слева интенсивность линии Ca II 8498 Å в относительных единицах.

Данные, полученные в рентгене и линии Ca II 8498 Å согласованы по времени с точностью не менее 10 с. Из рисунка видно, что интенсивность обращения K_2 с 05:00 UT до 05:06 UT незначительно усиливается как это происходит перед началом любой вспышки, но в данном случае растет и поглощение в центре линии. В спектре, зарегистрированном в 05:09 UT, обращение K_2 отсутствует, хотя положение изображения Солнца на входной щели спектрографа не менялось. После соответствующего вычитания спектров профиль линии кальция имеет сложную форму. Представляется возможным разделить этот профиль на составляющие компоненты, одна из которых не смещена по шкале длин волн, а другая сдвинута в синюю сторону.

Профили линии Ca II 8498 Å зарегистрированные в разное время, представлены на рис. 3. Здесь по оси абсцисс отложена длина волны в Å а на оси ординат – интенсивность в относительных единицах. На рис. 3 цифрами 1, 2, 3, 4 отмечены профили линии Ca II 8498 Å полученные во вспышке 30 июля 2005 г. в 05:06 UT, 05:09 UT, 05:11 UT и

05:12 UT, соответственно. Первый профиль зарегистрирован через 3 мин после начала вспышки в мягком рентгене.

Видно, что в 05:09 UT возникли две линии в поглощении – одна со смещением в синюю сторону на $0,63 \text{ \AA}$ что соответствует лучевой скорости -22 км/с , а вторая без смещения. Интенсивность первой компоненты примерно в два раза больше интенсивности второй, что свидетельствует о разных условиях их формирования. Лучевая скорость выброса вещества увеличивается со временем и в 05:12 UT достигает величины 46 км/с . Если предположить, что выброшенное вещество движется равномерно ускоренно с ускорением 0.3 км/с^2 , то его скорость с момента появления до исчезновения менялась бы от 0 до 120 км/с .

Подобный выброс вещества наблюдался в линии $\text{H}\alpha$ во время вспышки 25 июня 1980 г. [2]. Он появился за 10 мин до начала вспышки в линии $\text{H}\alpha$. Лучевая скорость этого выброса изменялась от 0 до 140 км/с в момент исчезновения в максимуме вспышки в жестком рентгене. В нашем случае время исчезновения структур в поглощении также совпадает со временем максимума вспышки в мягком рентгене 05:19 UT.

Линия $K_2 \text{ Ca II } 8498 \text{ \AA}$ после появления в 05:19 UT постепенно растет, а в 05:25 UT начинается вспышка. Задержка 22 мин от начала вспышки в рентгене, вероятно, связана с выносом вещества из области токового жгута магнитных трубок. Из этого можно предположить, что выброс вещества и вспышки происходят в результате действия одного механизма. Интенсивность излучения вспышки в линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ достигла максимума в 05:31:40 UT, после чего начала резко падать. Через 2 мин после первого максимума возникает второй пик, а затем интенсивность излучения $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ монотонно падает до появления следующего более продолжительного третьего максимума в 05:48 UT, тогда как вспышка в мягком рентгене уже завершилась в 05:36 UT. После трех всплесков интенсивность линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ уменьшается до первоначального уровня в конце вспышки в 06:08 UT. Двойной пик в максимуме, по-видимому, объясняется структурой токового жгута. Таким образом в начале этой вспышки в линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ произошло всплытие вещества, которое привело к корональному выбросу масс, наблюдавшемуся позднее в поле зрения коронографа C2 LASCO в 05:57 UT.

Вторая вспышка балла X1.3 30 июля произошла в том же месте, что и первая. По данным журнала SGD она появилась в мягком рентгене в 06:17 UT ($\text{H}\alpha$ в 06:08 UT) достигла максимума в 06:30 UT ($\text{H}\alpha$ в 06:25 UT) и завершилась в 07:01 UT ($\text{H}\alpha$ в 09:40

UT). По нашим наблюдениям в линии Ca II 8498 Å эта вспышка началась в 06:15 UT и имела максимум в 06:30 UT, а закончилась около 07:20 UT. Следовательно, эта вспышка в линии излучения атомов ионизованного кальция опережает вспышку в рентгене (начало на 2 мин, а максимум на 5 мин), но запаздывает от вспышки в H α (начало на 7 мин, а максимум на 5 мин). Такое различие времен, по-видимому, объясняется разными механизмами возбуждения этих линий [3]. Характер изменения интенсивности линии Ca II 8498 Å в этой вспышке такой же, как и для первой вспышки, т.е. наблюдаются три пика в максимуме. Перед третьим максимумом она наблюдалась в линиях H α и He I 10830 Å.

Перед третьим максимумом эта вспышка наблюдалась в линиях H α и He I 10830 Å. На рис. 4 (рис.4а) приведены спектры в области Ca II 8498 Å, H α и He I 10830 Å где прямые линии соответствуют уровню непрерывного излучения. По оси абсцисс нанесены номера ячеек ПЗС - линейки, а по оси ординат отложена интенсивность излучения в относительных единицах. Как видно, излучение вспышки 30 июля 2005 г. в линиях Ca II 8498 Å и He I 10830 Å превосходит уровень непрерывного излучения, а в H α оно сравнимо с уровнем непрерывного спектра. Линия излучения He I 10830 Å во вспышке имеет сложную форму. Интенсивность излучения слабой компоненты ИК триплета гелия (He I 10829 Å) примерно в 1.5 раза меньше, чем в сильных компонентах (10830.250 + 10830.341 Å). Сильная компонента (He I 10830 Å) имеет полуширину примерно 0.8 Å и смещена в красную сторону на 0.3 Å. Из этого следует, что в области формирования линии гелия вещество вспышки опускается с лучевой скоростью около 8 км/с. Синее крыло профиля компоненты He I 10830 Å искажено поглощением гелия, находящимся на луче зрения в окружающем объеме плазмы. В линии H α имеется аналогичный провал, вызванный поглощением атомов водорода, которые находятся на луче зрения над областью вспышки.

Следующей вспышкой, наблюдавшейся во всех трех линиях, была вторая вспышка 9 сентября 2005 г., которая произошла в АО NOAA 10808 (S10E66), представлявшей собой рекуррентную область 10798. Первая вспышка балла М 1.8 по данным журнала SGD началась в рентгене в 04:46 UT (H α в 04:49 UT) достигла максимума в 05:03 UT (H α в 04:50 UT) и закончилась в 05:12 UT (H α в 05:26 UT). Вторая вспышка балла М 6.2 началась в рентгене в 05:32 UT (H α в 05:33 UT), максимум в 05:48 UT (H α в 05:50 UT) и конец в 06:00 UT (H α в 06:59 UT).

В линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ эта область наблюдалась с 04:40 UT до 08:00 UT с перерывами в виду плохих погодных условий. Начало наблюдений совпадает быстрым ростом интенсивности первой вспышки, т.е. вспышка, вероятно, произошла в 04:38 UT. Она имеет первый максимум в 04:44:30 UT, второй в 04:47:30 UT и третий, возможно, был в 04:50:30 UT, который не наблюдался. В максимуме эта вспышка состоит, по крайней мере, из трех близких пиков в отличие от двух пиков, зарегистрированных во вспышках 30 июля. Вероятно, это объясняется разным количеством тонких магнитных трубок в токовом жгуте в этих АО.

Очередной спектр в области линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ зарегистрирован в 05:43 UT уже на спаде второй вспышки (хотя до максимума в рентгене и $\text{H}\alpha$). Интенсивность линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ уменьшалась до 05:56 UT, а в 06:15 UT начинается следующая вспышка, которая достигает максимума в 06:29:30 UT, и заканчивается в 07:03 UT. Минимумы интенсивности всех этих вспышек выше начального уровня, что свидетельствует о повышении температуры плазмы в жгуте. Характер изменения интенсивности линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ для этих вспышек показан на рис.2б, где также приведено изменение рентгена. Обозначения аналогичны обозначениям на рис.2а. Из рисунка видим, что во время фазы спада второй вспышки в рентгене в линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ произошли еще два уярчения с одиночными максимумами. Но они не оказали заметного влияния на ходе интенсивности в мягком рентгене. Поскольку максимумы вспышек стали простыми по форме, можно предположить, что во время первой рентгеновской вспышки в токовом жгуте магнитных трубок произошли изменения, а, именно, он упростился. Вероятнее всего одиночные всплески, наблюдаемые в линии $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$ вызваны нетепловыми электронами, захваченными в токовом жгуте. На спаде второй вспышки зарегистрированы спектры в областях линий $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$.

Образцы спектров в области линий $\text{Ca II } 8498 \text{ \AA}$, $\text{H}\alpha$ и $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$ показаны на рис.4б, обозначения аналогичны обозначениям рис.4а. На этом рисунке интенсивность излучения вспышки во всех трех линиях выше уровня непрерывного спектра. В линии $\text{H}\alpha$ наблюдается сильное поглощение практически в центре линии излучения, что свидетельствует об отсутствии движения в области формирования $\text{H}\alpha$. В линии гелия появляется слабый сдвиг в синюю сторону, что указывает на наличие движения вещества вверх. Полуширина линии излучения $\text{He I } 10830 \text{ \AA}$ в этой вспышке изменяется от 1.1 \AA до 1.3 \AA что в среднем на 0.4 \AA шире, чем в случае вспышки 30 июля. Так

как эта вспышка в отличие от вспышек 30 июля наблюдалась над пятном, то можно предположить, что уширение линии вызвано эффектом Зеемана. Таким образом σ – компоненты отстоят от центра линии на $\pm 0.2 \text{ \AA}$ но они не разделимы в виду широкого профиля линии. Фактор Ланде для этой линии имеет величину 1.49. Оценка величины продольного магнитного поля дает значение поля менее 2400 гаусс в области формирования этой линии. По линии Si I 10827 \AA можно определить величину продольного магнитного поля в фотосфере на высотах 300 км над уровнем слоя с $\tau_{5000} = 1$. Эта линия в продольном магнитном поле расщепляется на два σ – компонента, отстоящие от центра линии на $\pm 0.25 \text{ \AA}$ и имеет фактор Ланде 1.5. На уровне формирования этой линии напряженность продольного магнитного поля равняется примерно 3000 гаусс. Разность высот уровней образования линий He I 10830 \AA и Si I 10827 \AA составляет около 1200 км. К сожалению, в данной работе профили линий H α и He I 10830 \AA получены только на фазе спада вспышки, а в работе [4] изложены результаты одновременного наблюдения вспышек в линиях H α , Ca II 8542 \AA и He I 10830 \AA .

В виду того, что вспышки 9 сентября произошли в повторно вернувшейся АО NOAA 10798, рассмотрим три слабые вспышки, наблюдавшиеся в этой области на предыдущем обороте. Эта АО образовалась на видимом диске Солнца вблизи восточного края 14 августа в виде маленького пятна. Она быстро развивалась и произвела первую рентгеновскую вспышку балла B1.8 19 августа. Активная область NOAA 10798 (S10W29) наблюдалась 20 августа в линии Ca II 8498 \AA в интервале времени от 06:30 UT до 08:48 UT. График изменения интенсивности излучения в центре линии приведен на рис.2в, где также нанесены изменения интенсивности рентгена по данным GOES. Как видим, примерно в 06:30 UT происходит незначительное усиление рентгена, а в линии излучения Ca II 8498 \AA наблюдаются довольно сильные колебания. Например, с 06:30 UT по 06:44 UT происходит постепенный рост и спад интенсивности излучения, а в 07:10 UT начинается слабая вспышка. Максимум этой вспышки состоит из трех пиков, которые происходят в 07:15 UT, 07:19:30 UT и 07:22:30 UT. В 07:25 UT интенсивность излучения падает до уровня половины интенсивности первого максимума и сохраняется практически постоянной до 07:53 UT. Очередная вспышка начинается в 08:00 UT с максимумами в 08:09 UT, 08:14 UT, 08:17:30 UT и 08:20 UT, а через 16 мин наблюдается пятый максимум. Эта вспышка соответствует вспышке в рентгене балла B6.4 по GOES, которая началась в 07:45 UT, имела максимум в 08:13 UT и закончилась

в 09:04 UT.

21 августа в этой же АО в линии Ca II 8498 Å наблюдалась одна сложная вспышка, соответствующая увеличению интенсивности излучения в рентгене примерно от 05:05 UT до 08:00 UT, которые представлены на рис. 2г. Вспышка в линии Ca II 8498 Å начинается в 05:00 UT и имеет максимумы в 05:08 UT, 05:11:30 UT, 05:14 UT, 05:17 UT. Затем происходит незначительный спад интенсивности, а в 05:25 UT начинается постепенный рост до следующего максимума в 05:48 UT. После очередного спада интенсивности в 06:15 UT начинается быстрый рост ее до максимума в 06:21 UT, за которым последуют еще два максимума в 06:42 UT и 07:00 UT далее происходит спад интенсивности до первоначального уровня фона. Наличие большого количества пиков в максимумах слабых вспышек, которые произошли в АО NOAA 10798 20 и 21 августа, по-видимому, объясняется содержанием в жгуте магнитных трубок с током большого количества тонких магнитных ниток, в которых происходит последовательное усиление интенсивности излучения. Эта группа пятен быстро росла и до захода за западный лимб 25 августа, произвела 14 вспышек, пять из которых были рентгеновского балла C и M, а остальные балла B.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении отметим следующее:

1. Выбросы вещества и вспышки, вероятно, обусловлены одним механизмом выделения энергии, о чем свидетельствует задержка первой вспышки 30 июля 2005 г.
2. Токовые жгуты могут содержать два или более тонких магнитных трубок, количество которых может измениться в результате вспышки.
3. По-видимому, токовые жгуты, состоящие из многих тонких трубок, производят преимущественно слабые вспышки, а жгуты, образованные из двух или трех трубок, могут дать большие вспышки.
4. Для всестороннего исследования вспышек необходимо одновременное наблюдение во всех интересующихся линиях в течение всей вспышки.
5. Для определения параметров токового жгута магнитных трубок необходимо получать двумерные спектры с одновременной регистрацией изображений в линии Ca II 8498 Å или в H α .

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ N 05-02-17877.

1. Дивлекеев М. И., Труды Всероссийской конференции: Экспериментальные и теоретические исследования основ прогнозирования гелиофизической активности, г. Троицк, 109, (2005).
2. Canfield R. C., Kiplinger A. L., Penn M. J., and Wulser J.- P., , *Astrophys. J.* , **363**, 318, (1990)
3. Мустель Э. Р. , *Известия КрАО*, **9**, 25, (1952).
4. Li H., You J. and Du Q., , *Solar Phys.*, **235**, 107, (2006).

SOME FLARES IN AR NOAA 10792 AND 10798

M. I. Divlekeev

The results of the spectrofotometric observations of seven flares in the Ca II 8498 Å H α and He I 10830 Å lines are discussed. The line profiles in the different flares are analyzed. Variations of the intensity at the core of the Ca II 8498 Å line are compared with the soft X-rays GOES data. Matter emergence in the region of a current rope is closely associated with the flare. A supposition about the rope structure of the magnetic tubes and its relation with the flare power is voiced.

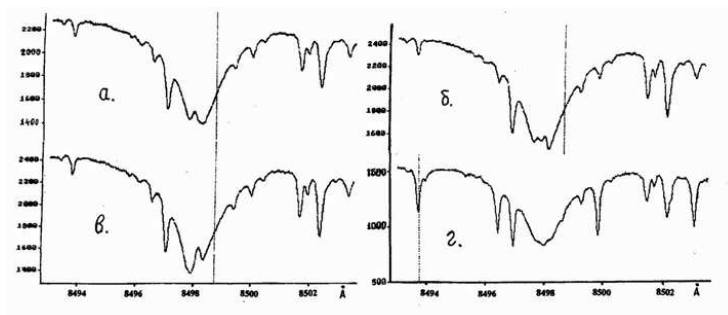


Рис. 1. Профили линий Ca II 8498 Å в излучении жгута магнитных трубок с током и флоккула.

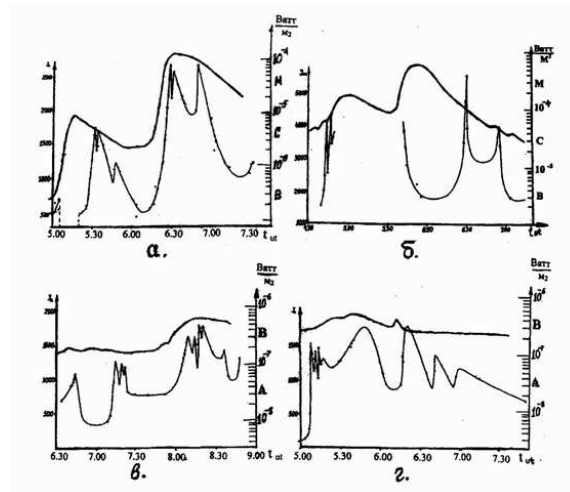


Рис. 2. Изменение интенсивности излучения всплесков в центре линии Ca II 8498 Å (нижние кривые) и в рентгене по данным GOES (верхние кривые) во вспышках: (а) - 30 июля, (б) - 9 сентября, (в) - 20 августа и (г) 21 августа 2005 г.

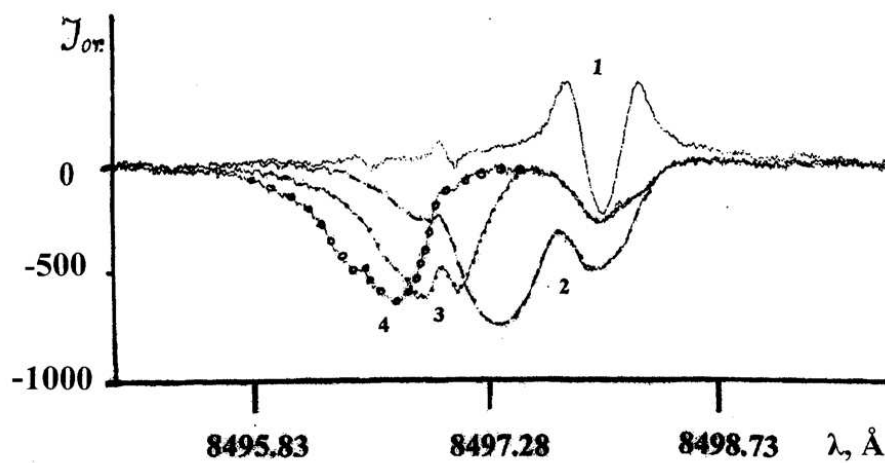


Рис. 3. Профили обращения линии Ca II 8498 Å во вспышке 30 июля 2005 г. в разные моменты времени: 1 - 05:06 UT, 2 - 05:09 UT, 3 - 05:11 UT, 4 - 05:12 UT. Доплеровские скорости соответствуют величинам 22 - 46 км/с, направленным к наблюдателю.

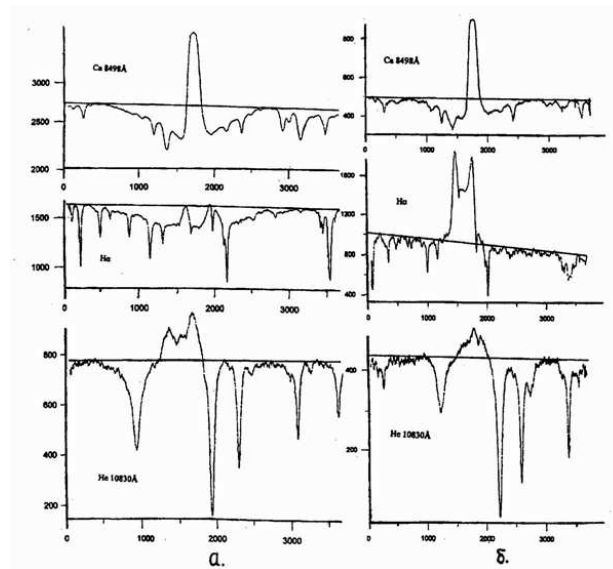


Рис. 4. Профили линий Ca II 8498 Å, H α и He I 10830 Å во вспышках 30 июля (а) и 9 сентября 2005 г. (б).

Возникновение магнитного поля при вихрестоке в солнечных пятнах

Л.Г. Каплан¹ П.А. Откидычев¹

¹*Ставропольский государственный университет, Ставрополь, 355009, Россия*

На глубине нескольких тысяч километров при формировании солнечного пятна происходит круговая циркуляция плазмы при ее одновременном стекании к центральной зоне. Температура здесь достигает 100 000 К, плазма практически полностью ионизирована и фактически представляет смесь протонной и электронной жидкостей. Принято в расчет, что кинематическая вязкость электронной жидкости в 42,8 раз превышает вязкость протонной. Показано, что при вихрестокном процессе в плазме на глубине формирования пятна возникает магнитное поле. Проведено сравнение полученных теоретических и известных наблюдательных данных по магнитным полям солнечных пятен и показано их удовлетворительное соответствие.

Известно, что в солнечных пятнах наблюдается эффект Эвершеда – упорядоченное движение газа в радиальном, тангенциальном и вертикальном направлении. При этом максимум радиальной и тангенциальной скоростей приходится на границу между тенью и полутенью (Гопасюк С.И., 1976). На поверхности солнечного пятна в основном происходит растекание газа из тени пятна наружу. Это позволяет заключить, что на глубине формирования солнечных пятен, наоборот, преобладающим является именно вток плазмы в солнечное пятно из окружающей пятно среды. Далее, на многих фотографиях солнечных пятен четко видна вихревая структура волокон полутени (рис. 1) (Молоденский М.М., Филиппов Б.П., 1992). Это означает, что на глубине формирования солнечных пятен имеет место вихресток (Лойцянский Л. Г., 2003) – циркуляция солнечного вещества при одновременном его стекании к центральной области втока. В этом отношении пятна аналогичны земным циклонам.

Для солнечного пятна нами первоначально принята упрощенная плоская стационарная МГД модель в форме вихрестока вязкой жидкости (Лойцянский Л. Г., 2003), представленная на рис. 2. Вихресток обладает центральной симметрией, поэтому на-

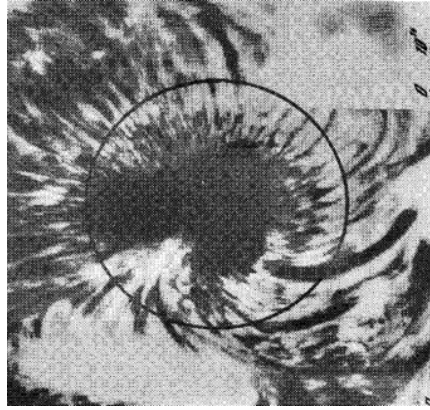


Рис. 1. Вихресток в солнечном пятне.

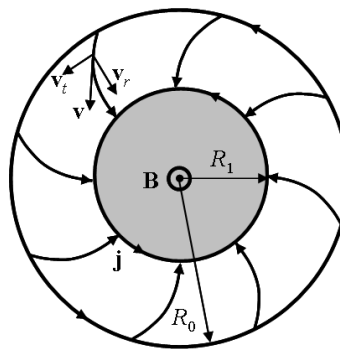


Рис. 2. Магнитное поле при вихревом процессе в солнечной плазме. Горизонтальное сечение области вихрестока.

чало координат совмещаем с центром, внутренней границей области течения считаем круг радиуса R_1 , внешней границей – круг радиуса R_0 . Мы полагаем, что на некотором уровне под поверхностью фотосферы происходит вток плазмы в солнечное пятно (рис. 2); на этом уровне рассматриваемый процесс мы считаем плоским. Далее плазма поднимается вверх и растекается. На рис. 3 представлено “поперечное сечение” солнечного пятна согласно нашей модели. Прямоугольниками отмечена область рассматриваемого процесса (область вихрестока); пунктиром показано движение плазмы в пятне, сплошные замкнутые линии схематически изображают силовые линии вектора магнитной индукции B .

Движение вязкой жидкости при вихрестоке описывается уравнением Навье – Стокса:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} + (\mathbf{V} \nabla) \Omega = \nu \Delta \Omega \quad (1)$$

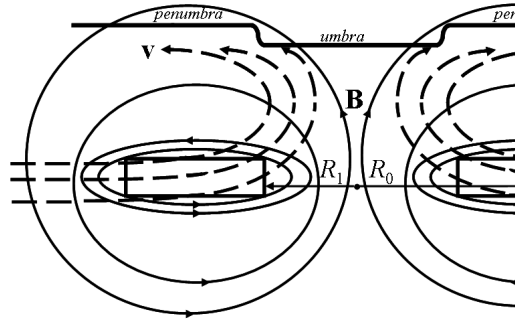


Рис. 3. Магнитное поле при вихревом процессе в солнечной плазме. Вертикальное сечение солнечного пятна.

где \mathbf{V} – вектор скорости движения плазмы, ν – кинематическая вязкость плазмы, $\mathbf{\Omega} = \text{rot}\mathbf{V}$ – завихренность.

Из-за центральной симметрии процесса радиальная и тангенциальная составляющие скорости движения плазмы и завихренность зависят исключительно от радиуса: $v_r = v_r(r)$, $v_t = v_t(r)$, $\Omega_z = \Omega_z(r)$. Локальная производная завихренности вследствие стационарности равна нулю: $\partial\mathbf{\Omega}/\partial t = 0$.

Вихресток как целое характеризует мощность источника Q , причем в случае втока $Q < 0$. В соответствии с условием неразрывности, мощность источника является постоянной величиной для любой точки вихревого процесса, а радиальная скорость течения равна $v_r = Q/2\pi r$. Решая уравнение Навье – Стокса (1), получаем следующие выражения для завихренности (здесь и далее индексы “z” опущены):

$$\Omega(r) = \frac{2v_{t1}}{R_1} \left(\frac{r}{R_1} \right)^k \quad (2)$$

где v_{t1} – значение тангенциальной скорости плазмы на внутренней границе области втока, k – параметр втока:

$$k = \frac{Q}{2\pi\nu}, \quad (3)$$

характеризующий отношение мощности втока и кинематической вязкости плазмы. Поскольку Q отрицательно, то и k отрицательно; на самом деле необходимо еще более жесткое условие: $k < -2$ (Kaplan L.G., Otkidychev P.A., 2006).

Из формулы (2) легко видеть, что для фиксированной величины втока чем больше параметр втока k , тем быстрее завихренность нарастает с приближением к центру. На

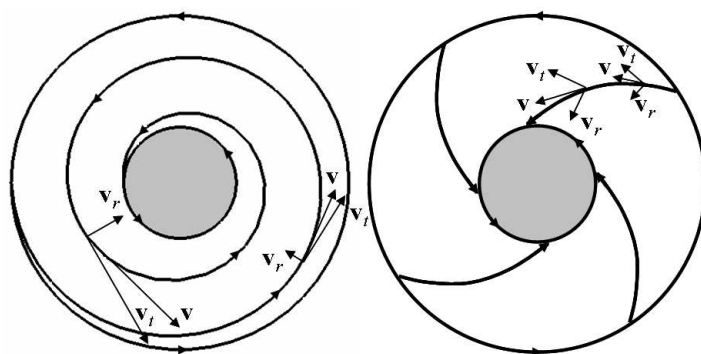


Рис. 4. Схематическое изображение стационарного вихрестокового движения менее вязкой жидкости (слева) и более вязкой (справа) без учета взаимного трения.

рис. 4 представлены схематические изображения вихрестока двух жидкостей: менее вязкой (слева) и более вязкой (справа).

Рассмотрим теперь вихрестоковое движение плазмы в солнечном пятне. Согласно современным представлениям, глубина формирования магнитного поля у солнечного пятна составляет около 20 тыс. км (К. Jahn, 1991), причем глубина зоны формирования возрастает с увеличением размеров солнечного пятна и его магнитного поля. Температурный градиент в верхних слоях конвективной зоны равен приблизительно 10 К/км. Следовательно, такая глубина соответствует температуре 200 тыс. К. В дальнейшем мы полагаем, что диапазон температур, где происходит в основном формирование магнитного поля солнечного пятна, составляет 50 – 200 тыс. К, причем характерной температурой считаем 100 тыс. К.

При такой температуре плазма полностью ионизирована. Поскольку Солнце на 90% по количеству атомов состоит из водорода, плазму можно считать смесью двух жидкостей: протонной и электронной. Динамические вязкости протонной и электронной жидкостей относятся друг к другу пропорционально корням из масс протона и электрона (Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., 2002):

$$\frac{\eta_i}{\eta_e} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} \quad (4)$$

Следовательно, кинематические вязкости протонной и электронной жидкостей относятся друг к другу обратно пропорционально корням из масс протона и электрона:

$$\frac{\nu_i}{\nu_e} = \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \quad (5)$$

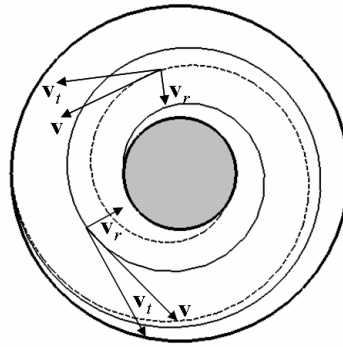


Рис. 5. Схематическое изображение реального течения протонной жидкости (сплошная линия) и электронной (пунктир) при стационарном вихрестоке.

Таким образом, электронная жидкость является в 42,8 раза более вязкой, чем протонная. Это означает, что свойства электронной жидкости определяются ее вязкостью, а свойства протонной – ее инерцией. Вследствие этого, при вихрестоковом движении плазмы к центру электронная жидкость подтормаживается за счет трения с электронной жидкостью, находящейся на большом удалении от центра, и отстает в своем круговом движении по сравнению с протонной. В свою очередь, большая скорость протонной жидкости по сравнению с электронной означает наличие токов циркуляции и, как следствие, генерацию магнитного поля.

Если бы протонная и электронная жидкости могли существовать сами по себе, то левая картинка на рис. 4 соответствовала бы вихрестоковому движению протонной жидкости, а правая – электронной жидкости. Однако в действительности протонная и электронная жидкости в плазме не могут быть отделены друг от друга, поэтому их взаимное движение будет таким, каким оно представлено на рис. 5.

В (Kaplan L.G., Otkidychov P.A., 2006) с использованием (2) выведена основная формула для взаимосвязи магнитной индукции B_1 и завихренности Ω_1 на внутренней границе R_1 области вихрестока:

$$B_1 = \frac{a\mu_0\gamma Q\Omega_1}{4\pi(k+2)} \quad (6)$$

где $a = 2,436 \cdot 10^{-10}$ кг/Кл; m_i , m_e – массы протона и электрона соответственно, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнитная постоянная.

Формула (6) имеет ясный физический смысл.

1. Модуль мощности втока должен быть достаточно большим, таким, чтобы пара-

метр втока был ниже порогового значения. Напомним, что мощность втока отрицательна, поскольку она рассматривается как минус-источник.

2. Магнитная индукция B_1 на границе области втока вихревого процесса прямо пропорциональна проводимости плазмы γ , мощности втока Q и также завихренности плазмы на внутренней границе области вихревого процесса. В (Kaplan L.G., Otkidychev P.A., 2006) формула (6) приближенно приведена к следующему виду:

$$B_{R_1} = a\mu_0\gamma v^2/2. \quad (7)$$

Проведем расчет скорости плазмы на глубине формирования солнечного пятна по формуле 7. Формула для зависимости проводимости плазмы от температуры мы взяли из (Прист Э.Р., 1985):

$$\gamma = 1,53 \cdot 10^{-2} T^{3/2} / L_e \text{ СМ/М}, \quad (8)$$

где L_e – кулоновский логарифм. Его значение для верхнего слоя конвективной зоны, вычисленное по формуле из (Прист Э.Р., Форбс Т., 2005), составляет около 3,5. Поэтому

$$\gamma = 4,37 \cdot 10^{-3} T^{3/2} \text{ СМ/М}, \quad (9)$$

Для оценки максимальной скорости движения плазмы при вихрестоке применим теорему Бернулли:

$$p + p_{\text{cur}} + \rho v^2/2 = p_0 = \text{const}, \quad (10)$$

где p и p_0 – величина давления внутри и снаружи вихревого процесса соответственно; p_{cur} – дополнительное давление, обусловленное действием силы Ампера. Давление p_{cur} появляется в результате того, что круговые токи, циркулирующие в солнечном пятне, стремятся “расташить” плазменный контур, по которому они циркулируют. Оценим порядок величины p_{cur} и сравним его с p . Для этого нужно сначала вычислить полный ток пятна на основе упрощенной трехмерной модели пятна.

Существует несколько различных современных моделей трехмерной структуры солнечного пятна: например, рис. 6 (Jahn K., 1991), 7 (Thomas J.H., Weiss N.O., 1991), 8 (del Toro Iniesta J.C., 2001). Однако все эти модели схожи в одном: солнечное пятно имеет

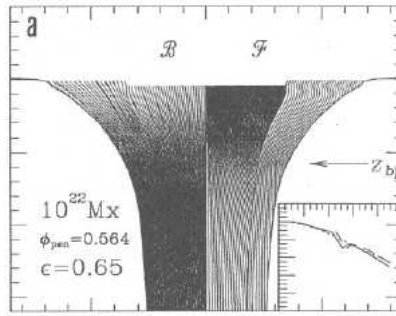


Рис. 6. Трехмерная модель солнечного пятна (К. Jahn).

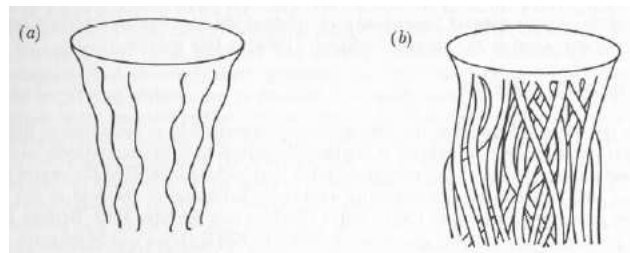


Рис. 7. Трехмерные модели солнечного пятна (J.H. Thomas, N.O. Weiss).

компактную структуру, которую можно представить в виде “цилиндра”, несколько расширяющегося кверху, причем радиус пятна сравним с его глубиной. В соответствии с этими моделями при оценке величины полного тока пятна мы будем считать, что пятно имеет форму прямого цилиндра, радиус которого R_0 и высота h равны друг другу: $R_0 = h = 10000$ км. Далее, мы считаем, что вектор плотности тока \mathbf{j} циркулирует по контуру L_1 , ограничивающий пятно по его внешнему краю, как это показано на рис. 9.

Согласно одному из уравнений Максвелла в дифференциальной форме: $\text{rot } \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j}$, силовые линии вектора магнитной индукции \mathbf{B} представляют собой окружности, расположенные перпендикулярно поверхности солнечного пятна (на рис. 9 показана одна

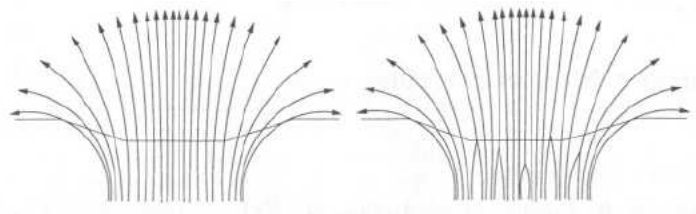


Рис. 8. Трехмерные модели солнечного пятна (J.C. del Toro Iniesta).

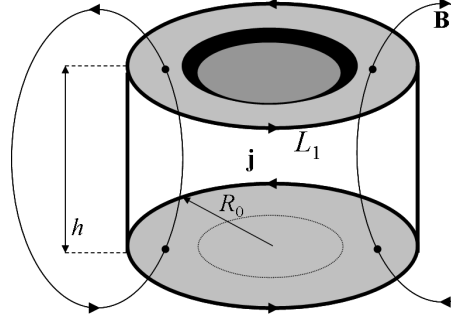


Рис. 9. Схематическое изображение линий тока и магнитной индукции в солнечном пятне.

из этих окружностей — контур L_2). Тогда полный ток пятна J получится согласно тому же уравнению Максвелла в интегральной форме:

$$\oint_{L_2} \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mu_0 \int_S \mathbf{j} d\mathbf{S} = \mu_0 J, \quad (11)$$

где S — площадь “боковой поверхности” цилиндра солнечного пятна: $S = 2\pi R_0 h$. Для приблизительной оценки J мы можем полагать, что, во-первых, магнитное поле пятна есть величина постоянная, а во-вторых, что длина контура L_2 равна длине окружности, ограничивающей солнечное пятно: $L_2 = L_1$. Таким образом

$$\oint_{L_2} \mathbf{B} d\mathbf{l} = \mathbf{B} \oint_{L_1} d\mathbf{l} = 2\pi R_0 B, \quad (12)$$

Будем считать, что магнитное поле пятна равно 1000 Гс. Следовательно,

$$J = \frac{2\pi R_0 B}{\mu_0} = \frac{2\pi \cdot 10^7 \text{ м} \cdot 0,1 \text{ Тл}}{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}} = 5 \cdot 10^{12} \text{ А}. \quad (13)$$

Эти токи порождают силу, определяемую следующим равенством:

$$d\mathbf{F}_A = [\mathbf{j}\mathbf{B}]Sdl \quad (14)$$

Поскольку $j = J/S$, (14) приводится к виду

$$d\mathbf{F}_A = J[d\mathbf{l}, \mathbf{B}] \quad (15)$$

где вектор $d\mathbf{l}$ направлен коллинеарно вектору \mathbf{j} . Возьмем интеграл от (15), учитывая что $\oint d\mathbf{l} = 2\pi R_0$ и $p_{\text{cur}} = F_A/S = F_A/(2\pi R_0 h)$:

$$p_{\text{cur}} = \frac{F_A}{S} = \frac{2\pi R_0 J B}{2\pi R_0 h} = \frac{B}{h} \frac{2\pi R_0 B}{\mu_0} = \frac{2\pi B^2}{\mu_0}. \quad (16)$$

Таким образом,

$$p_{\text{cur}} = \frac{2\pi \cdot (0.1 \text{ Тл})^2}{4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}} = 5 \cdot 10^4 \text{ Па} \quad (17)$$

Теперь вычислим выражение $\rho v^2/2$. Для грубой оценки величины v мы можем считать что $v \approx \frac{1}{5}v_s$, где $v_s = \sqrt{n_a R_g^* T / \mu}$ – скорость звука в газе, n_a – показатель адиабаты, который равен $5/3$ для полностью ионизированной водородной плазмы, $R_g^* = 8,31 \text{ Дж/моль} \cdot \text{К}$ – универсальная газовая постоянная, $\mu = 0,5 \text{ г/моль}$ – молярная масса полностью ионизированной водородной плазмы. Тогда,

$$v \approx \frac{n_a R_g^* T}{5\mu} = \frac{\frac{5}{3} \cdot 8,31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль} \cdot \text{К}} \cdot 10^5 \text{ К}}{5 \cdot 5 \cdot 10^{-4} \frac{\text{кг}}{\text{моль}}} \approx 10 \frac{\text{км}}{\text{с}} \quad (18)$$

Более точное выражение для v будет получено ниже.

Поскольку $\rho = 1 \text{ кг/м}^3$ (такая плотность плазмы соответствует глубине $0,02R_\odot = 14000 \text{ км}$ под поверхностью фотосферы (Кононович Э.В., Мороз В.И., 2004) мы получаем

$$\rho v^2/2 = 1 \text{ кг/м}^3 \cdot (10^4 \text{ м/с})^2/2 = 5 \cdot 10^7 \text{ Па}, \quad (19)$$

что превышает p_{cur} на три порядка. Поэтому членом p_{cur} в (10) можно пренебречь, так что (10) принимает вид:

$$p + \rho v^2/2 = p_0, \quad (20)$$

Отношение p_0 к p можно найти из формулы адиабаты:

$$\left(\frac{p}{p_0}\right)^{n-1} \left(\frac{T}{T_0}\right)^n = \text{const}, \quad (21)$$

где n – показатель адиабаты, равный $5/3$ для полностью ионизированной водородной плазмы. Температура солнечного пятна на поверхности фотосферы приблизительно в $b = 1,5$ меньше, чем температура спокойного Солнца на поверхности фотосферы. Будем полагать, что соотношение температур внутри и вне солнечного пятна на глубине

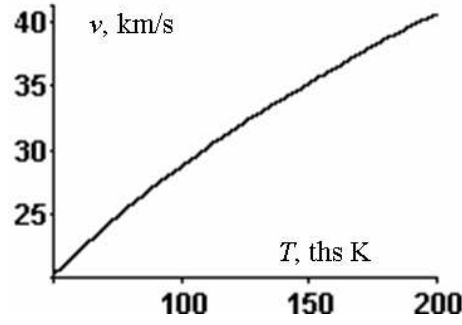


Рис. 10. Зависимость скорости плазмы от температуры.

существенно меньше и составляет $b \equiv 1 + \alpha = 1,1$, где $\alpha = 0,1$. Следовательно, понижение температуры в 1,1 раза согласно уравнению адиабаты (21) приводит к уменьшению давления в $b^{5/2} \approx 1,25$ раза, т.е.

$$p = b^{-5/2} p_0 \approx 0.75 p_0, \quad (22)$$

$$v^2 = \frac{2(p - p_0)}{\rho} = \frac{0.5 p_0}{\rho}.$$

Тогда квадрат скорости плазмы с учетом уравнения Менделеева – Клапейрона равен

$$v^2 = 5\alpha \frac{RT}{\mu} = \frac{5\alpha \cdot 8.31 \cdot T}{0.5 \cdot 10^{-3}} = 8.31 \cdot 10^4 \alpha T \frac{\text{м}^2}{\text{с}^2}, \quad (23)$$

где учтено, что молярная масса μ ионизированной водородной плазмы в два раза меньше молярной массы одноатомного водорода.

Указанным выше значениям температуры на границе солнечного пятна соответствует скорость $v = \sqrt{8.31 \cdot 10^4 \cdot 0.1 \cdot 10^5 \text{ м}^2/\text{с}^2} = 28 \text{ км/с}$. На поверхности солнечного пятна радиальная и тангенциальная составляющие скорости движения плазмы имеют одинаковый порядок, хотя v_r несколько превосходит v_t . Будем считать, что в глубине эти составляющие скорости одинаковы. Следовательно $v_r = v_t = 20 \text{ км/с}$.

На рис. 10 дан график зависимости скорости от температуры в диапазоне от 50 тыс. до 200 тыс. кельвинов.

Подставляя зависимости квадрата скорости и проводимости от температуры в формулу для магнитной индукции (7), получаем зависимость магнитной индукции на внутренней границе области втока от температуры:

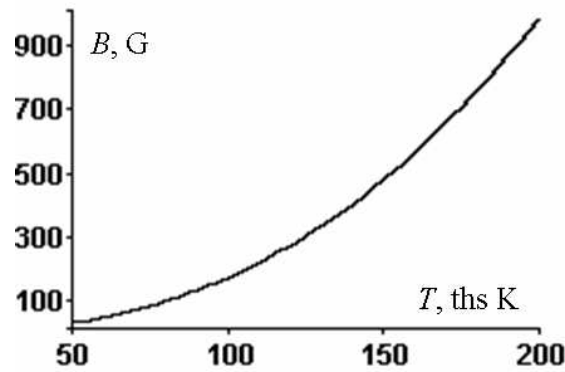


Рис. 11. Зависимость магнитной индукции от температуры.

$$\begin{aligned}
 B_{R_1}(T) &= 2,4 \cdot 10^{-10} \frac{\text{кг}}{\text{Кл}} \cdot 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}} \times \\
 &\times 8,31 \cdot 10^4 \alpha T \frac{\text{м}}{\text{с}} \cdot 4,37 \cdot 10^{-3} T^{3/2} \frac{\text{См}}{\text{м}}, \\
 B_{R_1}(T) &= 5,55 \cdot 10^{-14} \alpha T^{5/2} \text{Тл} = \\
 &= 5,55 \cdot 10^{-10} \alpha T^{5/2} \text{Гс}.
 \end{aligned} \tag{24}$$

Таким образом, магнитная индукция пропорциональна температуре в степени пять вторых.

Зависимость индукции от температуры отображена на рис. 11 в диапазоне температур 50 – 200 тыс. К. В таком диапазоне температур магнитная индукция изменяется в диапазоне 31 – 990 Гс, при этом для температуры $T = 100\,000$ К индукция равна 175 Гс.

Таким образом, в рамках настоящей статьи сделано следующее:

- показана эффективность предложенного ранее механизма формирования магнитного поля из "нулевого состояния" применительно к солнечным пятнам;
- предложена упрощенная плоская гидромеханическая модель солнечного пятна, которая дает простое объяснение его видимой картины;

- проведены ориентировочные расчеты параметров пятна в рамках предложенного механизма и проведено сравнение с имеющимися данными. Проведенное сравнение показало, что предложенная упрощенная модель структуры Солнечных пятен и механизм формирования магнитного поля достаточно полно соответствуют имеющимся наблюдательным данным и сложившимся представлениям.

Разумеется, в рамках упрощенной плоской модели невозможно описать солнечное пятно полностью. Ряд вопросов являются проблемными:

- в настоящее время недостаточно данных для того, чтобы уверенно говорить о температуре на глубине формирования Солнечного пятна;
- в работе определено магнитное поле на уровне формирования, но ничего не сказано о его пространственной структуре и механизме выноса на поверхность;
- предложена теория одиночного пятна, в то время как пятна почти всегда появляются группами.

Для устранения этих недостатков необходимо построить трехмерную МГД-модель и, возможно, привлечь дополнительные теоретические подходы, в частности, механизм "динамо".

-
1. Jahn K., 1991, "Magnetohydrostatic Equilibrium in Sunspot Model". – Sunspots: Theory and Observations. Proc. of the NATO Advanced Research Workshop on the Theory of Sunspots. Cambridge, UK, 139 – 159 с.
 2. Kaplan L.G., Otkidych P.A., 2006, "The Mechanism of Magnetic Field Origin at Vortical Processes in Stellar Plasma", – в печати.
 3. Thomas J.H., Weiss N.O., 1991, "The Theory of Sunspots". – Sunspots: Theory and Observations. Proc. of the NATO Advanced Research Workshop on the Theory of Sunspots. Cambridge, UK, 3 – 43 с.
 4. del Toro Iniesta J.C., 2001, "Sunspot Magnetic Fields". – Magnetic Fields Across The Hertzsprung – Russel Diagram. Santiago, Chile, 35 – 43 с.
 5. Гопасюк С.И., 1976, "Фотосферные движения газа в одиночном пятне". – Физика солнечных пятен. – Москва, Наука, 193 с.

6. Кононович Э.В., Мороз В.И., 2004, “Общий курс астрономии”. – Москва, Едиториал УРСС, 544 с.
7. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П., 2002, “Физическая кинетика”. – 2-е изд., испр. – Москва, ФИЗМАТЛИТ.
8. Лойцянский Л. Г., 2003, “Механика жидкости и газа”. – Москва, Дрофа, 840 с.
9. Молоденский М.М., Филиппов Б.П., 1992, “Магнитные поля активных областей Солнца”. АН СССР. – Москва, Наука, 151 с.
10. Прист Э.Р. (Priest E.R.), 1985, Солнечная магнитогидродинамика. – Москва, Мир, 582 с.
11. Прист Э.Р., Форбс Т. (Priest E.R., Forbes T.), 2005, “Магнитное пересоединение”. – Москва, ФИЗМАЛИТ, 592 с.

Тонкие спектральные структуры в дециметровых солнечных радиовсплесках

А.А. Кузнецов¹

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия**

Солнечные радиовсплески с зебра-структурой в дециметровом и микроволновом диапазонах часто демонстрируют сверхтонкую временную структуру: полосы «зебры» состоят из отдельных спайкоподобных импульсов. В данной работе исследована сверхтонкая структура в событии 21 апреля 2002 г. Показано, что импульсы излучения характеризуются высокой периодичностью (с периодом около 30 мс). Между спайками, расположенными в различных полосах «зебры», существует хорошее взаимное соответствие, с определенной временной задержкой. Подобную структуру динамических спектров можно проинтерпретировать как отражение периодической инжекции электронных пучков (с энергией 20-40 кэВ), которые генерируют излучение на уровнях двойного плазменного резонанса. Наблюдаемые полосы «зебры» соответствуют циклотронным гармоникам с номерами 30–50. Периодическое ускорение частиц, скорее всего, связано с динамическим магнитным пересоединением в токовом слое.

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные радиовсплески с зебра-структурой были открыты почти 50 лет назад [12]. Они наблюдаются как набор параллельных светлых и темных полос в динамическом спектре на фоне широкополосного всплеска IV типа. В настоящее время нет общепринятой интерпретации данного типа тонкой структуры. Среди возможных причин формирования зебра-структуры рассматриваются двойной плазменный резонанс [1, 2], нелинейные процессы с участием вистлеров [6, 7], а также другие механизмы (всего более десятка моделей).

* E-mail: a_kuzn@iszf.irk.ru

Наблюдения с высоким временным разрешением выявили новую интересную особенность высокочастотных зебра-структур: во многих случаях каждая полоса «зебры» представляет собой цепочку спайкоподобных импульсов, длительность и ширина полосы которых сравнимы с разрешающей способностью инструментов. Данное явление можно назвать «сверхтонкой временной структурой» [9]. Сверхтонкая структура очень часто наблюдается на частотах более 2 ГГц, в то время как в метровом диапазоне отмечены только единичные случаи наблюдения слабо выраженной спайковой структуры полос «зебры» [8].

В работе [11] обнаружено взаимное соответствие импульсов в двух полосах «зебры» на частоте около 5.2 ГГц, которое можно проинтерпретировать как отражение периодической инжекции электронных пучков. Характер взаимосвязи между различными полосами зебра-структуры может оказаться решающим фактором при разработке модели генерации излучения. Поэтому целью данной работы является более подробное исследование характеристик сверхтонкой структуры высокочастотных радиовсплесков.

2. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Сверхтонкая временная структура рассматривается на примере события 21 апреля 2002 г. Излучение наблюдалось во время вспышки класса X1.5, которая произошла в активной области AR 9906 вблизи лимба. Данное событие подробно описано, например, в работе [10]. Наблюдения Сибирского Солнечного Радиотелескопа и TRACE позволяют предположить, что радиоизлучение генерировалось в послевспышечной аркаде магнитных петель на высотах 50–100 тысяч км. Интенсивность зебра-структуры (по отношению к фоновому всплеску IV типа) достигала сотен sfu. Все полосы «зебры» характеризовались более или менее отчетливой сверхтонкой структурой.

Зебра-структура была зафиксирована спектрополяриметром Национальных астрономических обсерваторий Китая (станция Хуайроу) в интервале 2.6–3.8 ГГц. Разрешающая способность данного инструмента составляет 8 мс по времени и 10 МГц по частоте [5].

3. АНАЛИЗ НАБЛЮДЕНИЙ

3.1. Спайковая структура полос «зебры»

На Рис. 1а приведен пример динамического спектра с зебра-структурой. В спектре видно более 20 светлых полос. Полосы практически параллельны, наблюдается дрейф в сторону более низких частот (со скоростью около -80 МГц/с).

На Рис. 1б приведен увеличенный фрагмент данного динамического спектра, содержащий четыре полосы «зебры» (показаны контуры интенсивности излучения). Хорошо видно, что каждая полоса в действительности представляет собой цепочку отдельных импульсов — спайков. Период следования спайков составляет около 30 мс, что заметно превышает временное разрешение инструмента.

Спайки, расположенные в различных полосах, можно соединить прямыми линиями. Из рисунка видно, что данные прямые являются практически параллельными. Как правило, на одну прямую попадают не два, а три или четыре спайка. Эти особенности свидетельствуют, что спайки в каждой полосе расположены не случайным образом, и между отдельными полосами существует очевидная корреляция. Вместе с тем, данное соответствие не является однозначным: спайки можно соединить по-разному, так что образуется несколько семейств параллельных прямых. На Рис. 1б приведен только один вариант, чтобы не загромождать рисунок (проведенные прямые соответствуют скорости частотного дрейфа -1.2 ГГц/с). Возможны и другие варианты, соответствующие различным скоростям и направлениям дрейфа.

Указанные особенности (спайковая структура и корреляция между полосами «зебры») наблюдаются в течение всего события. Так, на Рис. 2 приведен фрагмент динамического спектра, отстоящий от предыдущего на 3 минуты. Угол наклона прямых, соединяющих спайки, несколько меняется со временем (линии, проведенные на Рис. 2б, соответствуют скорости дрейфа -1.7 ГГц/с). Период следования спайков остается практически постоянным — около 30 мс.

3.2. Временные и частотные профили интенсивности излучения

Характеристики сверхтонкой временной структуры можно оценить количественно. На Рис. 3а приведен фрагмент динамического спектра, содержащий пять полос зебра-

структуры. На Рис. 3б приведены временные профили интенсивности излучения вдоль данных полос (то есть, вдоль проведенных на Рис. 3а прямых линий). Поскольку полосы зебра-структуры не параллельны частотным каналам, профили на Рис. 3б получены с помощью интерполяции исходного массива данных двумерным кубическим сплайном.

На Рис. 4а приведены результаты преобразования Фурье временных профилей интенсивности излучения. На Фурье-спектрах хорошо виден максимум, соответствующий осцилляциям с периодом 29–30 мс. Таким образом, результаты преобразования Фурье подтверждают сделанный выше вывод о высокой периодичности следования импульсов. В различных полосах периоды импульсов практически совпадают.

На Рис. 4б приведены графики функций кросс-корреляции временных профилей интенсивности излучения, соответствующих соседним полосам «зебры». Перед вычислением коэффициентов кросс-корреляции была произведена процедура вычитания скользящего среднего (за 100 мс). Функция кросс-корреляции имеет осциллирующий характер (с периодом около 30 мс, совпадающим с периодичностью следования спайков). Коэффициент корреляции достигает 50% (по абсолютной величине). Данные особенности подтверждают взаимное соответствие импульсов, расположенных в различных полосах зебра-структуры. С другой стороны, как и на Рис. 1–2, это соответствие неоднозначно: все максимумы функции кросс-корреляции имеют сравнимую амплитуду, что не позволяет выделить определенное значение временного сдвига.

На Рис. 5 приведены частотные профили интенсивности излучения в фиксированные моменты времени (t_1 , t_2 и t_3 , см. Рис. 1а). На данных профилях, а также непосредственно на динамическом спектре можно увидеть, что с уменьшением частоты интервал между полосами «зебры» уменьшается. Так, при частоте излучения около 3.2 ГГц относительный частотный интервал $\Delta f/f$ составляет около 1/50, в то время как при частоте излучения около 2.7 ГГц получаем $\Delta f/f \simeq 1/70$.

4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ

4.1. Тонкая спектральная структура

Спектральные характеристики зебра-структуры хорошо согласуются с предсказаниями модели двойного плазменного резонанса (ДПР). Явление ДПР заключается в существенном увеличении инкремента плазменных волн в областях, где локальная плазмен-

ная частота f_p совпадает с гармоникой локальной электронной циклотронной частоты f_H [1, 2]. В корональной магнитной трубке условие ДПР для различных номеров гармоник s выполняется на разных высотах, что и приводит к формированию характерной спектральной структуры.

Пусть плотность плазмы убывает с высотой с характерным масштабом L_p , а магнитное поле — с масштабом L_H . В этом случае (при $s \gg 1$) частотный интервал между соседними уровнями ДПР (то есть, между уровнями, где условие $f_p \simeq sf_H$ выполняется для циклотронных гармоник с номерами s и $s + 1$), можно оценить как

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{f_{s+1} - f_s}{f_s} \simeq \frac{1}{s} \frac{1}{1 - (2L_p/L_H)}, \quad (1)$$

где частота излучения считается равной частоте плазменных волн или ее гармонике. В солнечной короне, скорее всего, магнитное поле падает с высотой быстрее, чем плотность плазмы ($L_H < L_p$ и, следовательно, $2L_p/L_H > 1$). В этом случае более высокие номера гармоник соответствуют более низким частотам ($f_{s+1} < f_s$). Как следует из формулы (1), при увеличении номера гармоники относительный частотный интервал $\Delta f/f$ должен уменьшаться, что согласуется с наблюдениями. Кроме того, согласно расчетам в работе [4], при возрастании номера гармоники эффект ДПР должен становиться менее выраженным. Данный вывод также подтверждается наблюдениями: зебра-структура в верхней (более низкочастотной) части динамических спектров является менее контрастной.

Формула (1) позволяет оценить параметры источника излучения. Пусть полосе «зебры» с частотой около 3.2 ГГц соответствует циклотронная гармоника s_1 (см. Рис. 5), а полосе с частотой около 2.7 ГГц — гармоника s_2 ; из рисунка следует, что $s_2 = s_1 + 12$. Вычисленные значения относительного частотного интервала согласуются с приведенными выше экспериментальными значениями ($\Delta f/f \simeq 1/50$ и $\Delta f/f \simeq 1/70$), если $L_H \simeq 0.75L_p$, $s_1 \simeq 30$ и $s_2 \simeq 42$. Магнитное поле в источнике излучения можно оценить как 25–40 Гс (если считать, что частота излучения близка к плазменной частоте) или 12–20 Гс (для случая генерации излучения на удвоенной плазменной частоте). Необходимо отметить, что эти оценки являются довольно приблизительными, поскольку частотный интервал между полосами «зебры» известен только с точностью до 10 МГц. Тем не менее, они показывают, что модель ДПР (по крайней мере, в данном событии) применима; необходимые значения напряженности магнитного поля и соотношение

неоднородностей плазмы и магнитного поля L_p/L_H в солнечной короне представляются вполне достижимыми.

4.2. Тонкая временная структура

Наблюдаемую сверхтонкую временную структуру полос «зебры» можно проинтерпретировать как отражение периодической инъекции неустойчивых электронных пучков, которые генерируют излучение на уровнях двойного плазменного резонанса.

С другой стороны, возможен вариант, когда неустойчивое распределение электронов (типа конуса потерь), ответственное за формирование полос «зебры», является относительно долгоживущим. Периодическая инъекция электронных пучков приводит к заполнению конуса потерь и, таким образом, к срыву развития неустойчивости. В этом случае, в отличие от предыдущего, инжектируемые пучки формируют не яркие спайки, а темные промежутки между ними.

В обоих случаях скорость наблюдаемого частотного дрейфа связана со скоростью электронных пучков v как

$$\frac{\partial f}{\partial t} = f \frac{v}{2L_p},$$

где f — частота излучения (равная локальной плазменной частоте или ее гармонике), L_p — масштаб неоднородности плотности плазмы. Если $L_p = 100$ тыс. км (что сравнимо с высотой источника над фотосферой), то для проведенных на Рис. 1б и Рис. 2б линий получим скоростьдвигающегося вверх агента $v \simeq 100$ тыс. км/с. Такую скорость может обеспечить электронный пучок с энергией $E \simeq 30$ кэВ. Заметим, что вистлеры и МГД-волны имеют значительно меньшую скорость и не могут обеспечить наблюдаемую скорость дрейфа. Распределение типа Dory-Guest-Harris также можно исключить, поскольку для него пространственное движение источника излучения практически отсутствует.

Периодическую инъекцию электронных пучков можно связать с динамическим магнитным пересоединением. Модель динамического пересоединения предполагает, что токовый слой распадается на отдельные магнитные «острова». Слияние данных «островов» приводит к энерговыделению и ускорению частиц; затем процесс повторяется. Согласно расчетам, проведенным в работе [3], интервал времени между последовательными актами слияния «островов» можно оценить как $\tau \simeq 100(l_{CS}/V_A)$, где l_{CS} — тол-

щина токового слоя и V_A — альфвеновская скорость. Если принять для альфвеновской скорости значение $V_A = 1000$ км/с (что, по-видимому, типично для активных областей солнечной короны), то период $\tau = 30$ мс соответствует толщине токового слоя $l_{CS} \simeq 300$ м. Данное значение совпадает с оценками, полученными с использованием моделей аномальной проводимости.

Зебра-структуры в различных частотных интервалах, по-видимому, имеют единый механизм генерации. В связи с этим возникает вопрос: почему спайковая структура полос наблюдается преимущественно в высокочастотных зебра-структурах? Возможное объяснение заключается в том, что поверхности ДПР в солнечной короне вряд ли представляют собой плоскости, перпендикулярные направлению распространения электронных пучков. На Рис. 6 приведена возможная схема источника излучения: магнитная трубка с поверхностями ДПР сложной формы (а) и данная трубка в разрезе (б). Длительность импульса излучения равна $\Delta t_S \simeq L/v$, где L — высотный интервал, занимаемый поверхностью ДПР. Если данная длительность превышает временной интервал между импульсами τ (то есть, если $L > v\tau$), то соседние импульсы будут перекрываться и мы получим непрерывную полосу «зебры». По-видимому, в источниках высокочастотных всплесков либо электронные пучки имеют меньшее поперечное сечение, либо поверхности ДПР являются более плоскими, так что интервал L оказывается меньше, чем для всплесков метрового диапазона. В результате появляется возможность выделить отдельные импульсы излучения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование показало, что:

- Полосы высокочастотных зебра-структур состоят из отдельных коротких импульсов — спайков.
- Спайки характеризуются высокой периодичностью (в событии 21 апреля 2002 г. — с периодом около 30 мс).
- Между отдельными полосами зебра-структуры существует хорошее соответствие, с определенной временной задержкой.

- Наблюдаемая тонкая спектральная и временная структура, по-видимому, является отражением периодической инъекции электронных пучков (с энергией 20-40 кэВ), которые генерируют радиоизлучение на поверхностях двойного плазменного резонанса.
- Периодическое ускорение частиц, скорее всего, связано с динамическим магнитным пересоединением в токовом слое.

Если последнее предположение верно, то спайковая структура полос «зебры» может быть использована для диагностики процессов динамического пересоединения на временных масштабах порядка десятков миллисекунд.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 04-02-39003).

-
1. V.V. Zheleznyakov, E.Ya. Zlotnik, *Solar Phys.*, **43**, 431, (1975a).
 2. V.V. Zheleznyakov, E.Ya. Zlotnik, *Solar Phys.*, **44**, 461, (1975b).
 3. B. Kliem, M. Karlický, A.O. Benz, *A&A*, **360**, 715, (2000).
 4. R.M. Winglee, G.A. Dulk, *Astrophys. J.*, **307**, 808, (1986).
 5. Q. Fu, H. Ji, Z. Qin et al., *Solar Phys.*, **222**, 167, (2004).
 6. G.P. Chernov, *Sov. Astron.*, **20**, 589, (1976).
 7. G.P. Chernov, *Sov. Astron.*, **34**, 66, (1989).
 8. G.P. Chernov, A.K. Markeev, M. Poquérousse et al., *A&A*, **334**, 314, (1998).
 9. G.P. Chernov, Y. Yan, Q. Fu, *A&A*, **406**, 1071, (2003).
 10. G.P. Chernov, Y. Yan, Q. Fu, Ch. Tan, *A&A*, **437**, 1047, (2005).
 11. G.P. Chernov, R.A. Sych, Y. Yan et al., *Solar Phys.*, **237**, 397, (2006).
 12. O. Elgaroy, *Nature*, **184**, 887, (1959).

FINE SPECTRAL STRUCTURES IN THE DECIMETRIC SOLAR BURSTS

A. A. Kuznetsov

Solar radio bursts with zebra pattern in decimetric and microwave ranges often have a superfine temporal structure: zebra stripes consist of separate spike-like pulses. In this work the superfine structure in the April 21, 2002 event is investigated. It is shown that the emission pulses are highly periodic (with period about 30 ms). The spikes situated in the different zebra stripes have good one-to-one correspondence, with some temporal delay. This structure of the dynamic spectra can be interpreted as the reflection of periodic injection of electron beams (with energy about 20–40 keV) that generate emission at the levels of double plasma resonance. The observed zebra stripes correspond to the cyclotron harmonics with numbers of 30–50. The periodic acceleration of particles seems to be caused by the dynamic magnetic reconnection in the current sheet.

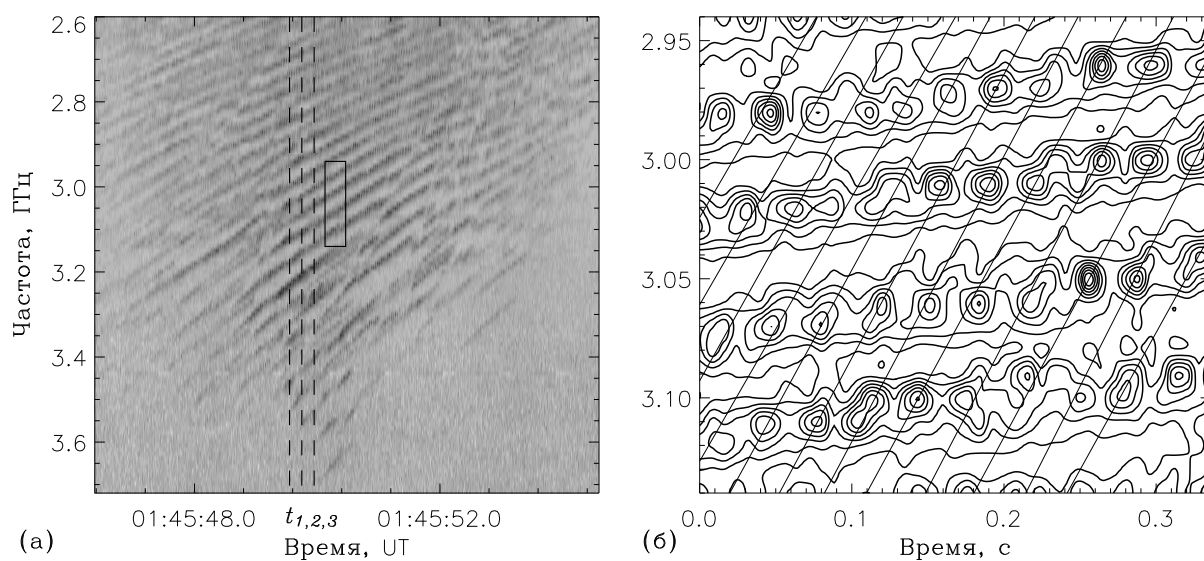


Рис. 1. (а) Динамический спектр с зебра-структурой, зафиксированный 21 апреля 2002 г. на обсерватории Хуайроу (более темные области соответствуют большей интенсивности излучения).

(б) Увеличенный фрагмент динамического спектра, выделенный рамкой на (а). Линии проведены через точки максимумов интенсивности.

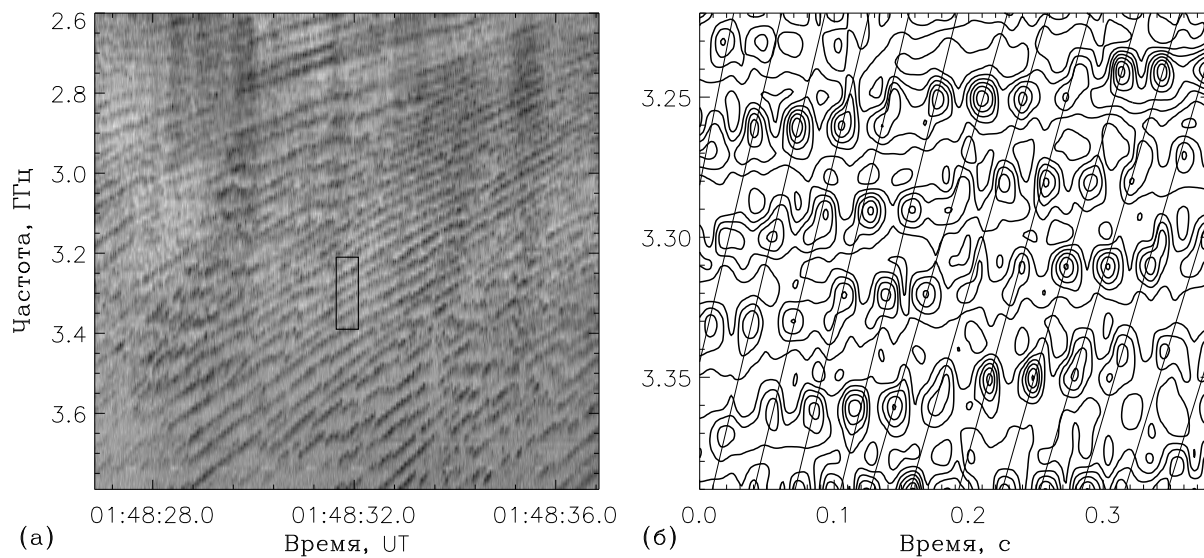


Рис. 2. То же, что на Рис. 1, для другого временного интервала.

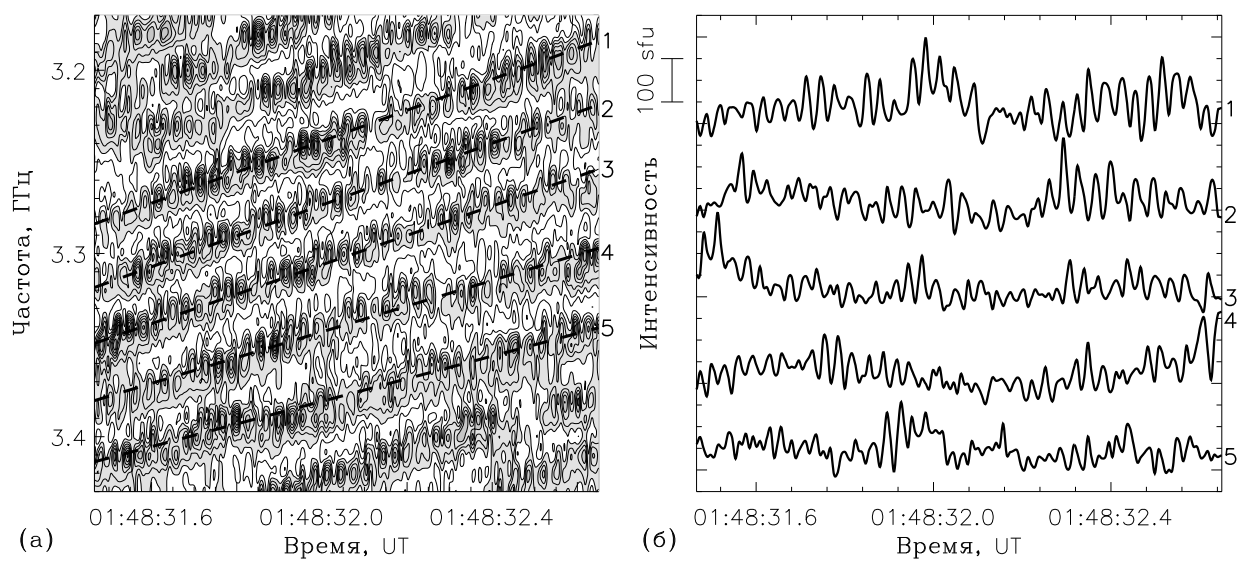


Рис. 3. (а) Фрагмент динамического спектра с зебра-структурой.

(б) Временные профили интенсивности излучения вдоль полос зебра-структуры, отмеченных на (а).

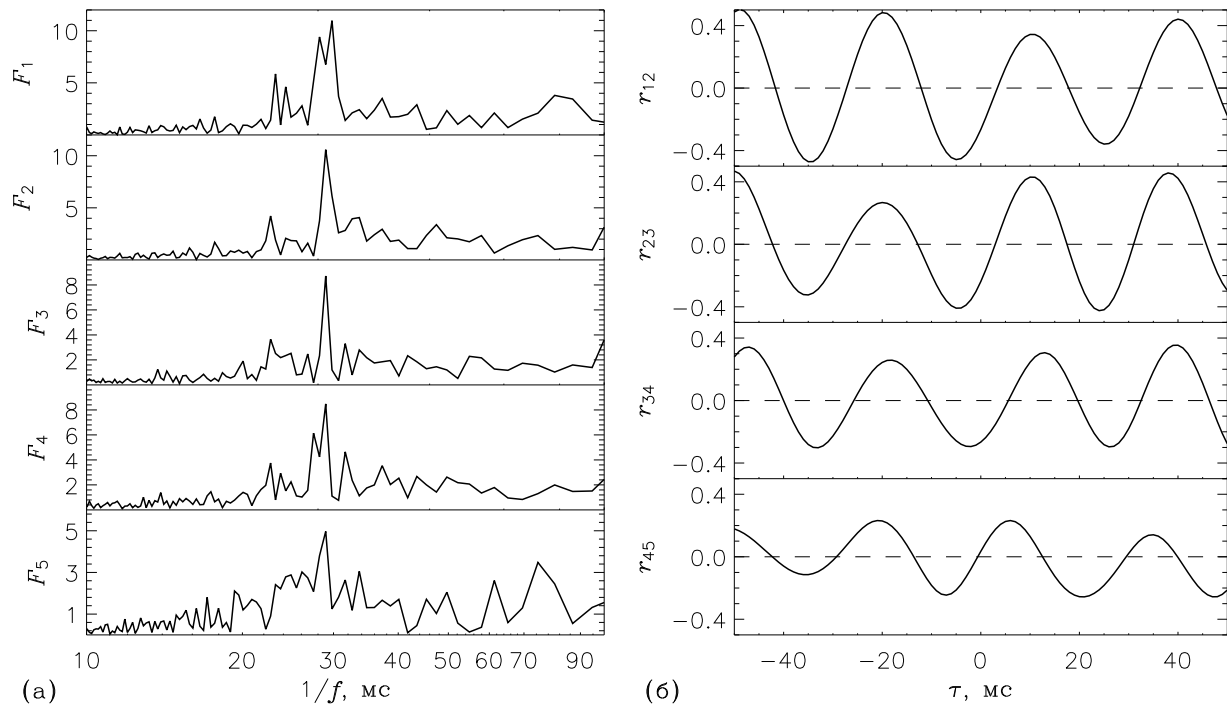


Рис. 4. (а) Коэффициенты дискретного преобразования Фурье (в относительных единицах, в зависимости от обратной частоты) временных профилей интенсивности излучения, приведенных на Рис. 3а.

(б) Коэффициенты кросс-корреляции между указанными временными профилями интенсивности излучения.

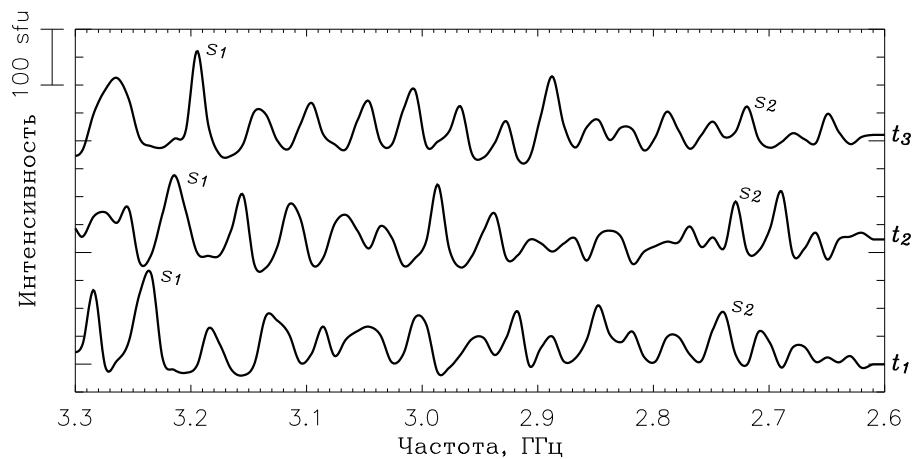


Рис. 5. Частотные профили интенсивности излучения в моменты $t_1 = 1:45:49.55$, $t_2 = 1:45:49.75$, $t_3 = 1:45:49.95$ (см. Рис. 1а).

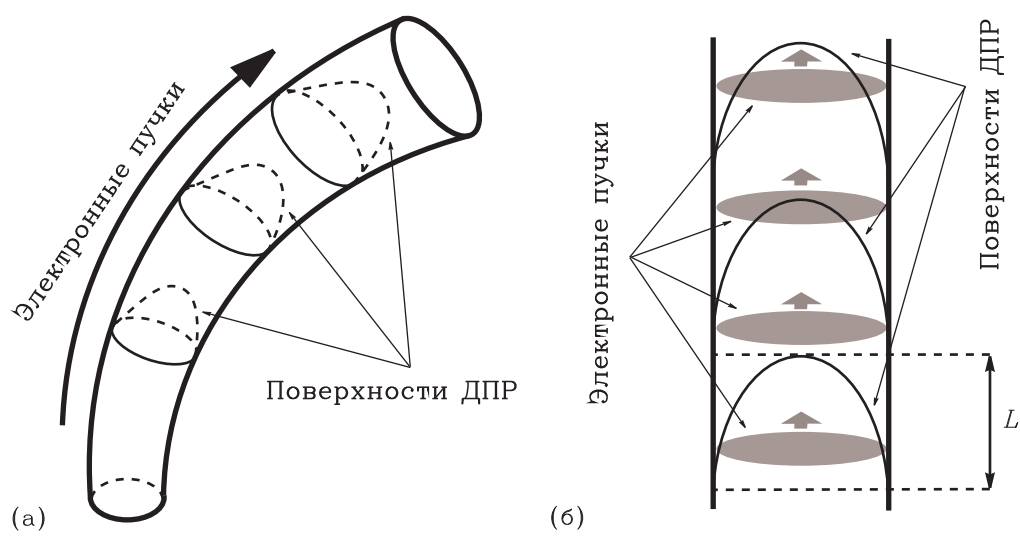


Рис. 6. Схема источника всплеска с зебра-структурой.

SUN QUAKES: A MULTIWAVELENGTH ANALYSIS

J.C. Martínez-Oliveros,^{1,*} A.-C. Donea,¹

D. Besliu-Ionescu,¹ H. Moradi,¹ P.S. Cally,¹ C. Lindsey²

¹*Centre for Stellar and Planetary Astrophysics,*

School of Mathematical Sciences, Monash University, Australia

²*NorthWest Research Associates, CORA Div. 3380 Mitchell Ln, Boulder, CO 80301 United States*

We carried out a study of the 14 August 2004 M7.4 solar flare at different electromagnetic and seismic frequencies. We have discovered that this flare was seismically active, confirming that not only high energetic flares can produce seismic waves in the solar photosphere. In our study we had found that the seismic source is spatially correlated with the hard X-ray and microwave emissions. The thermal contribution of the trapped electrons in the coronal magnetic field is small, indicating that the electrons were rapidly scattered into the loss cone and injected into the chromosphere.

1. INTRODUCTION

Solar flares are explosions in the corona of the Sun which deliver a great amount of energy over a short period of time. The flare emission covers all the electromagnetic diapason from radio waves to gamma rays, with a maximum of emission in X-rays and ultraviolet wavelengths. It has already been accepted that the flares are produced by the sudden release of the magnetic energy stored in the active region magnetic field. The driving mechanism that generates the flare is reconnection. During this process the magnetic energy is transformed into radiation and thermal and kinetic energy of the accelerated particles.

Particles accelerated by flares can travel in both directions, upward and downward. Wolff [12] proposed that particles accelerated by some mechanism can reach the photosphere, and be responsible for the observed oscillations of the solar surface. Now it is clear that the majority of surface oscillations are too short-lived to be explained by flares. Nevertheless,

* Electronic address: Juan.Oliveros@sci.monash.edu.au

accelerated high energy particles can induce significant seismic emission into the solar surface. This was first reported by Kosovichev and Zharkova [7]. They proposed that “sun quakes” are produced by high energy particles hitting the dense chromosphere generating a strong downward propagating shock wave that reaches the photosphere. The impact of this shock wave with the photosphere causes the seismic response. It is also likely that some of the energetic particles may directly hit the solar surface. Although this mechanism may be responsible for highly energetic flares [4], it cannot explain observed sources of less energetic flares. Donea et al. [5] and Moradi et al. [10], proposed “backwarming” radiation as an alternative mechanism of generation of the seismic sources, and the accelerated electrons hit the chromosphere where the emission generated by this process generates a radiation pressure wave that moves downward and eventually generates the seismic source.

In this article we present the results of the multiwavelength analysis of the emission properties of the acoustically active 14 August 2004 M7.4 solar flare. We have used data from different observatories such as the Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI), the Geostationary Operational and Environmental Satellites (GOES), the Global Oscillations Network Group (GONG+), the Big Bear Solar Observatory (BBSO) and the Nobeyama Solar Radio Heliograph (NoRH).

2. THE ACOUSTIC SIGNATURES AND ACOUSTIC WAVE PRODUCED BY SOLAR FLARES

The active region 10656 was located at S13W36 (542-298") on 14 August 2004. The overall magnetic configuration of the region was type $\gamma\beta\delta$. At 05:36 UT a solar flare began, having a GOES category M7.4. The maximum emission was reached at 05:44 UT and ended at 05:52 UT. The integrated X-ray flux was $3.87 \times 10^{-2} \text{ J/m}^2$. Martinez et al. [9] reported that this flare generated significant seismic emission. This flare is the smallest flare yet known to generate a detectable acoustic source.

We remark that this active region produced two more seismic sources in a period of 48 hours: the first occurred on 13 August and was produced by an X1.0 flare and the second on 15 August, was ignited by an M9.5 solar flare [2, 5].

To image the acoustic source of the forgoing sun quakes we used computational seismic holography. This technique is well explained by [8], and has been used with great success for

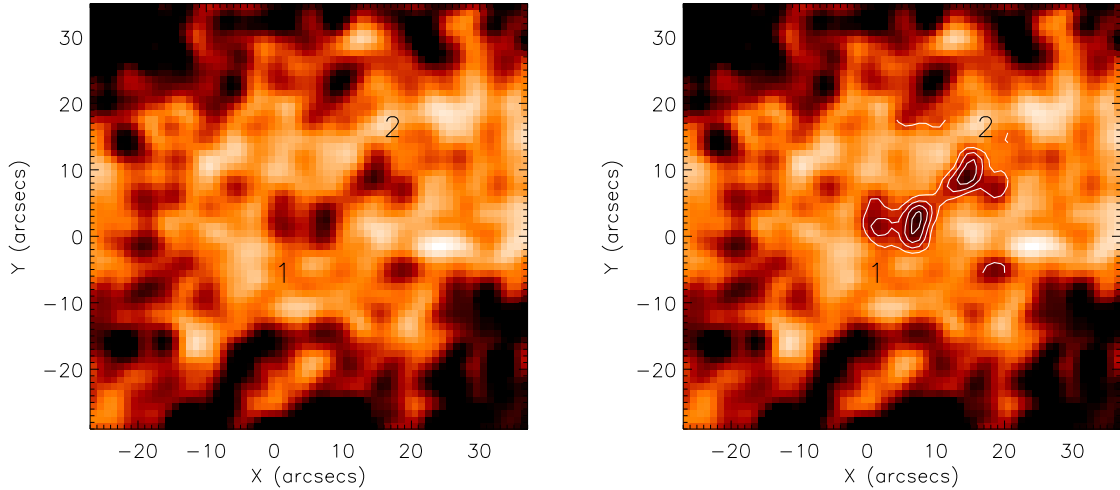


FIG. 1. 6 mHz egression power snapshot taken at 05:42 UT. The left panel shows the acoustic kernels (labelled 1 and 2) and the right panel shows the same image but with egression power contours overlaid. The acoustic source 1 appears to be the stronger of the two.

the detection of several other seismic sources [see 3–5, 10].

At 05:44 UT a maximum size of the extended acoustic emission is evident in the 6 mHz egression power snapshot, that appears to lie across the penumbral neutral line and spanning ~ 25 Mm in length. Upon closer inspection, we can see in the zoomed egression power snapshot in Figure 1, that there are in fact two separate components of the seismic source (acoustic kernels) that appear to be separated by ~ 7 Mm when they initially appear (05:39 UT). In section 4 we will show that these acoustic kernels coincide closely with hard X-ray (HXR) signatures indicating high-energy particles accelerated into the chromosphere.

Martinez et al. [9] have used a Doppler-difference method over the consecutive one minute cadence MDI Doppler images. They have observed an asymmetrical ring-shaped wave packet propagating in the North direction, from the flare site. The wave is weak because the signal might have decayed more rapidly or the noise was strong enough in the active region to obscure any further detection.

3. WHITE LIGHT FLARE SIGNATURE

We calculated the time dependence of the visible continuum irradiance normalized to the quiet-Sun and integrated over the area of the seismic source. At 05:39 UT the

irradiance began to increase for ~ 4 minutes, then underwent a sudden offset at 05:42 UT for approximately 2 minutes and then slowly decreased to the background level. The maximum irradiance level was approximately 4% above the quiet-Sun value. We found that the white light flare signature is spatially co-aligned with the seismic emission maximum and the magnetic transient.

4. RADIO AND HXR EMISSION

In order to obtain a better understanding of the injection and trapping populations of electrons involved in the process of activating sunquakes, we plot in Figure 2 the lightcurves of GOES, RHESSI and NoRP instruments at different energy levels and frequencies. Unfortunately, the totality of the flare was not observed by RHESSI and, as a consequence, is not possible to have a complete study of the HXR emission with time.

Nevertheless, studying the microwave emission we can estimate the energy contribution of the trapped electrons gyrating in the coronal magnetic field. The lightcurve has two different components: the first corresponding to the main and dominant intensity pulse and, the second corresponding to the subsequent intensity decay of the microwave emission. The rise of the first component is well correlated with the rise of the HXR emission. This is because the same electronic populations are responsible for both emissions [1]. These two emission components can be correlated with two electronic populations, one directly injected into the chromosphere and a second one trapped in the coronal magnetic field. The injection of electrons of the first population has a sudden character, and could generate the seismic wave.

In the Figure 2 we observe that the flux of microwave emission from the second electronic population trapped in the magnetic field decays in a short period of time, leaving less than 10% of the total flux slowly decaying. This indicates that the injection mechanism was effective, thus the electrons trapped in the coronal magnetic field were rapidly scattered within the loss cone. Another explanation of this observation is that the thermalization of the electrons happened in a region optically thick for the microwaves. This is in agreement with the extrapolations of the coronal magnetic field configuration made by Martinez et al. [9].

The measured brightness temperature of the radio source is 4.67×10^7 K, and the computed

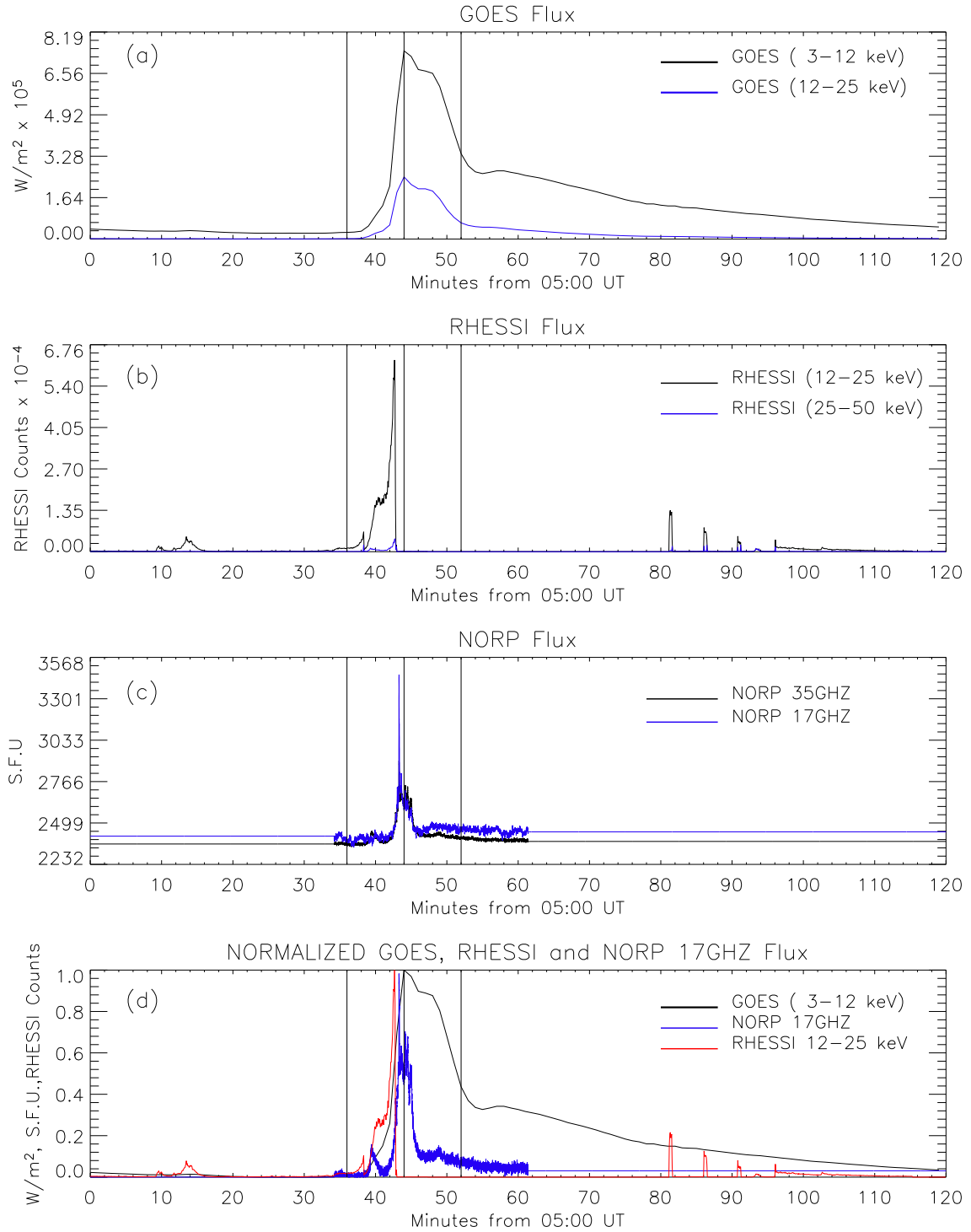


Рис. 2. Total flux time profiles: (a) The GOES total flux in the two channels 1–8 Å (black line) and 0.5–4 Å (blue line), (b) HXR time profile from RHESSI in the two channels 15–25 keV (black line) and 25–50 keV (blue line), (c) shows the microwave time profiles were obtained using the Nobeyama Radio Polarimeter (NoRP) data at 17 GHz (blue line) and 35 GHz (black line), (d) Normalized plot of the GOES total flux at 1–8 Å (black line), RHESSI 12–25 keV (red line) and the NoRP flux at 17 GHz (blue line).

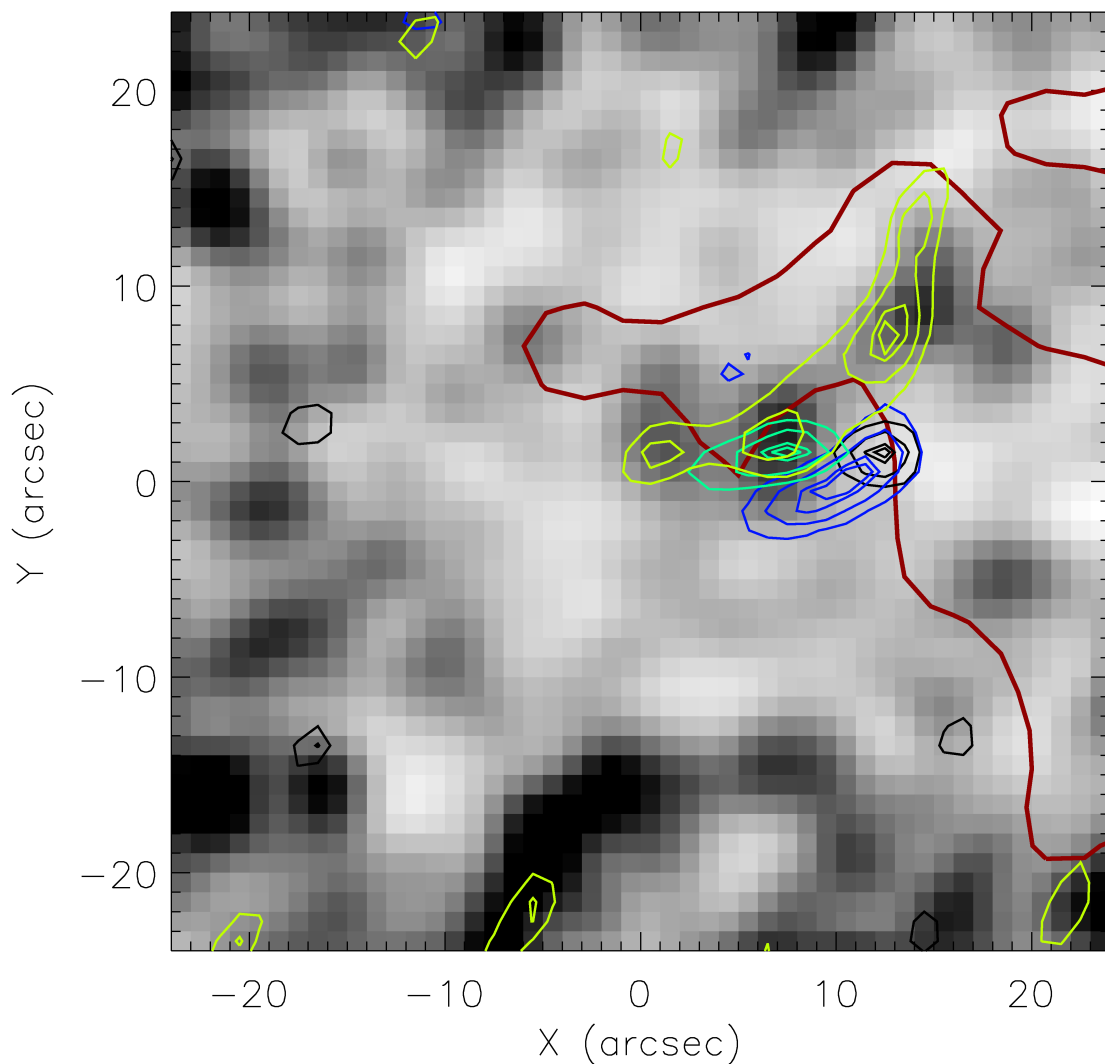


Рис. 3. Temporal evolution of the HXR source at 05:32 UT (purple), 05:34 UT (blue), 05:38 UT (green), 05:42 UT (yellow). The plotted contour levels are 25%, 50%, 80% and 90% of the maximum of intensity at each time. The background is the 6 mHz egression power snapshot of the seismic source at 05:42 UT. The neutral line calculated from the SOHO-MDI line-of-sight magnetograms is plotted in red.

spectral emission index was $\delta = -3.67$. These parameters suggest that a non-thermal emission process is responsible for the microwave radiation. Using a variation technique for solar radio images analysis [6] we have found the non-thermal emission region associated with the injection region. This region appears to be spatially well correlated with HXR emission prior to the maximum of microwaves.

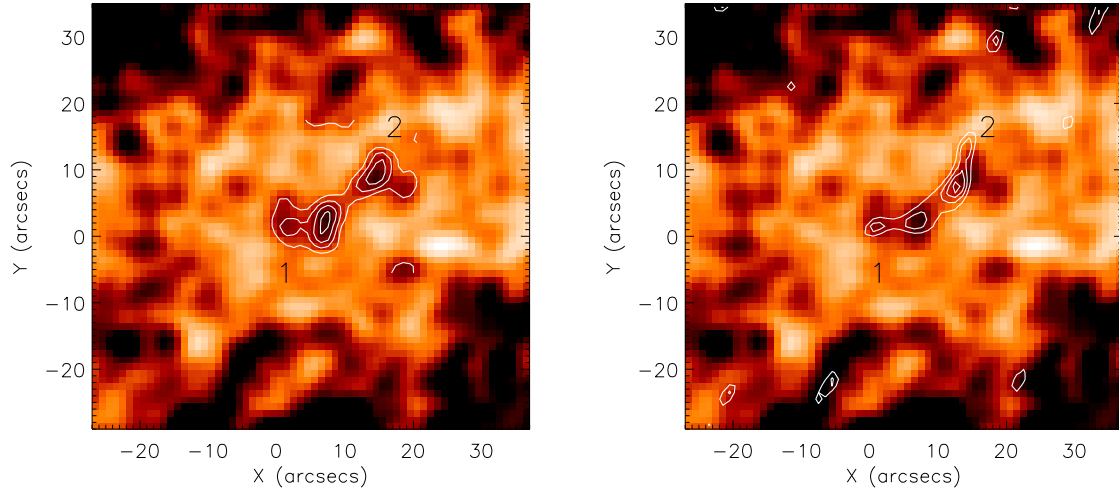


Рис. 4. Left: 6 mHz egression power snapshot at 05:42 UT of the acoustic kernel sources of the 14 August 2004 seismic emission, with contour levels of 50%, 65%, 80% and 95% of the maximum source intensity. Right: Egression power map and RHESSI contour plots, with levels of 30%, 50%, 70% and 90% of the maximum source intensity.

We analyse the temporal and spatial evolution of the HXR source. In the Figure 3 we can see that the source moves in the North–East direction. This motion appears to be diagonal to the magnetic neutral line. Also we noticed a change in the morphology of the source, beginning as a compact object and ending as an extended object crossing the neutral line. This elongated HXR source is composed mainly of two kernels, located at opposite magnetic polarities. Comparing the 6 mHz egression power snapshot of the seismic source at 05:42 UT with the HXR 12–25 keV source (Figure 4), we found that both sources are spatially well correlated and the morphology is very similar.

CONCLUSION

We applied holographic and other standard time-distance diagnostics to helioseismic observations of the seismic transient emitted by the flare. These clearly show the signature of an expanding wave packet centred on a source of HXR emission. The holographic images show a seismic source morphology composed of two kernels aligned approximately perpendicular to the magnetic neutral line in the active region. The kernels are spatially aligned with the similar HXR kernels in the 12-25 keV energy range. The visible continuum emission, similarly,

was aligned with the holographic kernels. These reinforces the hypothesis, based on similar instances in other seismically active flares, that heating of the photosphere contributes to the observed seismic emission, possibly as a result of backwarming by the chromospheric source of the continuum emission.

In the case of the flare of 2004 August 14 the decay of the 17- and 34-GHz emission following the initial rise is quite rapid. This suggests that relativistic electrons are either injected predominantly into the loss cone of the magnetic flux tube at the outset or that trapped electrons not initially injected into the loss cone are scattered into it rapidly, which could enhance the seismic emission. From magnetic extrapolations of the region, Martinez et al. [9] suggests that the field lines connecting the photospheres in the neighbourhood of the seismic source to their conjugate footpoints are indeed short, only a few Mm in length. This may explain both the rapid and complete decrease in synchrotron emission following the impulsive onset and the occurrence of a relatively strong sudden white-light signature and help to explain a commensurate, relatively strong seismic transient emitted from a flare that otherwise is relatively weak.

-
1. Bastian, T.S., Benz, A.O, Gary, D.E: 1998, *Annu. Rev. Astron. Astrophys.*, **36**, 131
 2. Besliu-Ionescu, D., Donea, A.-C., Cally, P. S. and Lindsey, C.: 2006, "Seismic Radiation from M-class Solar Flares", *Beyond the Spherical Sun: a new era in helio-and asteroseismology, Proceedings of the 2006 SOHO-18/GONG-2006/HELAS I Meeting* ed. B.Fleck (ESA Publications, Darmstadt), (in press)
 3. Donea, A.-C., Braun, D. C. and Lindsey, C. 1999, *Astrophys. J.* , **513**, L143
 4. Donea, A.-C. and Lindsey, C.: 2005, *Astrophys. J.* , **630**, L1168
 5. Donea, A.-C., Besliu-Ionescu, D., Cally, P. S., Lindsey, C. and Zharkova, V. V.: 2006, *Solar Physics*, (in press)
 6. Grechnev V.: 2003, *Solar Physics*, **213**, 103
 7. Kosovichev, A. G. and Zharkova, V. V.: 1995, *Nature*, **393**, 317
 8. Lindsey, C. and Braun, D. C.: 2000, *Solar Physics*, **192**, 261
 9. Martínez-Oliveros, J.C., Moradi H., Besliu-Ionescu D., Donea A-C, Cally P., Lindsey C.: 2006, *Solar Physics*, (submitted November 2006)

10. Moradi, H. Donea, A. -C., Lindsey, C., Besliu-Ionescu, D. and Cally, P. S.: 2006, MNRAS (in press)
11. Sakurai T.: 1982, Solar Physics, **76**, 301
12. Wolff, C. L.: 1972, Astrophys. J. , **176**, 833

К теории резонансного переходного излучения дециметрового излучения вспышек

Е. В. Модин^{1,*} Л. В. Яснoв¹

¹ *Санкт-Петербургский Государственный Университет*

В работе анализируется механизм резонансного переходного излучения (РПИ) применительно к возможному его применению для интерпретации дециметрового радиоизлучения солнечных всплесков. Такое излучение зависит от целого ряда параметров излучающей среды и, в частности, от показателя спектра мелкомасштабной неоднородности электронной плотности - ν . В работе [5] были получены формулы для коэффициентов РПИ в зависимости от частоты излучения для $\nu = 2$. В целом эти формулы точно описывают характер РПИ, однако в узких частотных интервалах они могут давать либо отрицательные, либо бесконечные значения. В данной работе, используя подходы, аналогичные развитым в [5], были получены коэффициенты РПИ для произвольного значения параметра ν , которые, в частности, не давали отрицательных и бесконечных значений. На их основе были получены интегральные по частоте коэффициенты РПИ. Эти коэффициенты использовались для анализа дециметрового излучения всплеска от 24 декабря 1991 г. Было показано, что РПИ этого всплеска могло возникнуть в плазме с мелкомасштабными неоднородностями с $\langle \Delta N^2 \rangle / N^2 = 1.2 \cdot 10^{-7}$.

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно [1], что свойства нетеплового излучения, генерируемого в плазме с мелкомасштабными неоднородностями, существенно отличаются от свойств излучения в однородной плазме. В частности, наличие мелкомасштабных неоднородностей плотности плазмы или магнитного поля, приводит к генерации переходного излучения [2]. Спектр переходного излучения, генерируемого быстрыми частицами в плазме с неоднородностями плотности и магнитного поля, содержит мощный пик, называемый резонансным

* Electronic address: Modin.Egor@gmail.com

переходным излучением (РПИ) [3–5]. В работе [5] представлены приближенные аналитические формулы, описывающие РПИ в плазме с мелкомасштабными неоднородностями плотности.

Этот механизм генерации поперечных электромагнитных волн успешно применялся для интерпретации некоторых видов всплесков на Солнце [6–9].

РПИ дает преобладание обыкновенной моды электромагнитных волн. Поэтому с этой точки зрения этот тип излучения хорошо подходит, например, для интерпретации микровсплесков, обнаруженных на радиотелескопе РАТАН-600 [10, 11]. Обыкновенный тип излучения имеет место и во всплесках в дециметровом диапазоне длин волн с зebra-структурой [12–15], и во всплесках I типа [16]. Возможно, что такой тип преобладает и в дециметровом и метровом излучении всплесков IV типа и других всплесков, где трудно определить тип волны.

В некоторых звездных объектах спорадическое излучение обыкновенного типа также преобладает над необыкновенным излучением. Лим [17] сообщил об интенсивном излучении с преобладанием обыкновенных волн (о-моды) от двух звездных вспышек. Радиоизлучение незатменных, тесных, позднего типа двойных звезд также указывают на поляризацию о-типа на низких частотах. Инверсия знака поляризации постоянно наблюдалось в этих системах между 1.4 ГГц и 4.9 ГГц [18]. Были сделаны несколько попыток объяснить поляризацию о-типа в радиоизлучении активных звезд таких систем. Бастиан и Букбиндер [19] и Степанов и др. [20] предложили, что радиоизлучение от вспышек на UV Ceti может быть плазменным излучением на фундаментальной частоте, а поляризация о-типа происходит из-за более эффективного поглощения волн х-типа.

Учитывая важность возможного применения этого механизма генерации поперечных электромагнитных волн для интерпретации радиоизлучения некоторых всплесков на Солнце и звездах, мы провели расчеты РПИ и получили уточненные приближенные аналитические выражения для спектров излучения изотропного моноэнергетического распределения быстрых частиц, которые давали более физические результаты, нежели аналогичные формулы работы [5]. В развитии этой работы были получены аналитические выражения для спектров РПИ с произвольными параметрами неоднородности плазмы и вычислены коэффициенты излучения РПИ. Это привело к новым (по сравнению с ([5]) итоговым формулам для приближенного вычисления интенсивности РПИ.

В заключении эти результаты были применены к анализу радиоизлучения всплеска, возникшего 24 декабря 1991 г.

2. РЕЗОНАНСНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Как было показано в работе [5], интенсивность РПИ моноэнергетического распределения быстрых частиц в одну из нормальных мод запишется в виде:

$$P_{\mathbf{n},\omega}^{R,\sigma} = \frac{2\pi e^4 Q^2 n_\sigma}{m^2 c^3} \langle \Delta N^2 \rangle k_o^{\nu-1} \left(\frac{v}{\omega} \right)^{\nu+2} \Phi \quad (1)$$

где функция Φ задается выражением:

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{3}{4} \left(\frac{\omega}{v} \right)^{\nu+2} \frac{\omega_p^4}{\omega_B^4} \int_{\omega/v}^{\infty} \frac{dk'}{k'^{\nu+3}} \times \\ & \times \int_{-1}^1 \frac{[1 + \cos^2 \theta_n + (1 - 3 \cos^2 \theta_n)x^2] dx}{(x^2 - a)^2 + b^2}, \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$a = -\frac{\varepsilon(\omega)\omega^4}{\omega_p^2\omega_B^2} + \frac{3k'^2 d^2 \omega^2}{\omega_p^2\omega_B^2} + 1, \quad b = \frac{\varepsilon'' \omega^4}{\omega_p^2\omega_B^2}.$$

Здесь: Q - заряд излучающей частицы, m , e - масса и заряд электрона, θ_n - угол между направлением магнитного поля \mathbf{B} и вектором $\mathbf{k} - \mathbf{k}'$, $d = v_T/\omega_p$ - дебаевский радиус, v_T - тепловая скорость электронов фоновой плазмы, $\varepsilon(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2$, ε'' - мнимая часть диэлектрической проницаемости, \mathbf{k} - волновой вектор излучающей частицы, \mathbf{k}' - волной вектор излучающей среды. Спектр неоднородной плазмы задается в виде:

$$|\delta N|_{\mathbf{k}'}^2 = \frac{\nu - 1}{4\pi} \frac{k_0^{\nu-1} \langle \Delta N^2 \rangle}{k'^{\nu+2}}, \quad (3)$$

где ν - показатель спектра неоднородностей, $L_0 = 2\pi/k_0$ - основной масштаб неоднородностей, $\langle \Delta N^2 \rangle$ - средний квадрат плотности частиц в неоднородностях плазмы.

Случаю непоглощающей среды соответствует предел $b \rightarrow 0$. Если при этом $0 < a < 1$, то интеграл по dx в (2) расходится. Как показано в [5] причина такой расходимости в следующем. Равенство

$$\varepsilon(\omega) - 3(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2 d^2 - \frac{\omega_p^2 \omega_B^2}{\omega^4} \sin^2 \theta = 0, \quad (4)$$

является условием излучения Вавилова-Черенкова для продольных (плазменных) волн. Поле частицы в этом случае является не квазистационарным, а распространяющимся, и его взаимодействие с неоднородностями плазмы соответствует рассеянию уже излученных квантов, а не генерации новых квантов. Чтобы вычислить интенсивность переходного излучения следует исключить значения ω , k и k' , при которых выполняется (4). Это достигается, если подынтегральное выражение в (2) умножить на $\Theta[3k'^2 d^2 - \varepsilon(\omega) - 6kk' d^2]$ и на $\Theta[\varepsilon(\omega) - 3k' d^2 - \omega_p^2 \omega_B^2 / \omega^4 - 6kk' d^2]$, где Θ - функция Хэвисайда.

Интегрирование в (2) по переменной x было проведено в [5]. Результат следующий (где сделана замена - $k'^2 = x$):

$$\begin{aligned} \Phi = & \frac{3}{4} \left(\frac{\omega}{v} \right)^{\nu+2} \frac{\omega_p^4}{\omega_B^4} \int_{(\omega_p/v)^2}^{\infty} \frac{dx}{x^{2+\nu/2}} \times \\ & \times \left(\Theta[3xd^2 - \varepsilon(\omega) - 6kx^{1/2} d^2] \times \right. \\ & \times \left\{ 2 \sin^2 \theta_n \left(\frac{1}{a-1} - \frac{1}{a} \right) + \frac{2(3 \cos^2 \theta_n - 1)}{3a^2} \right\} + \\ & + \Theta[\varepsilon(\omega) - 3x^2 d^2 - \frac{\omega_B^2}{\omega_p^2} - 6kx^{1/2} d^2] \times \\ & \times \left\{ \Theta(1 - |a|) \frac{\pi(1 + \cos^2 \theta_n)}{2|a|^{3/2}} + \Theta(|a| - 1) \right. \\ & \times \left. \left[2 \sin^2 \theta_n \left(\frac{1}{|a|} - \frac{1}{|a| + 1} \right) + \frac{2(3 \cos^2 \theta_n - 1)}{3a^2} \right] \right\} \Bigg) \end{aligned} \quad (5)$$

Дальнейшее интегрирования приводит к следующему:

$$\Phi = \Phi(\alpha, \beta) = \frac{3}{4} \frac{\omega_p^4}{\omega_B^4} \left(\frac{\omega}{v} \right)^{2+\nu} (\Phi_1 + \Phi_2 + \Phi_3 + \Phi_4) \quad , \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \Phi_1 = & \Theta[\omega_1 - \omega] \left(\frac{2(1 + 3 \cos^2 \theta)}{3} \beta^2 \times \right. \\ & \times \frac{\text{Beta}[\alpha - \beta, 3 + \frac{\nu}{2}, -1]}{(\alpha - \beta)^{3+\nu/2}} + 2\beta \sin^2 \theta \times \\ & \times \left(\frac{\text{Beta}[\alpha, 2 + \frac{\nu}{2}, 0]}{\alpha^{2+\nu/2}} - \frac{\text{Beta}[\alpha - \beta, 2 + \frac{\nu}{2}, 0]}{(\alpha - \beta)^{2+\nu/2}} \right) \Bigg) , \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \Phi_2 = & \Theta[\omega - \omega_1] \left(\frac{2(1 + 3 \cos^2 \theta)}{3} \beta^2 \times \right. \\ & \times \frac{\text{Beta}[\frac{\alpha - \beta}{\alpha(1 + 2 \times 3^{1/2} v_T/c)}, 3 + \frac{\nu}{2}, -1]}{(\alpha - \beta)^{3 + \nu/2}} + \\ & + 2\beta \sin^2 \theta \left(\frac{\text{Beta}[\frac{1}{1 + 2 \times 3^{1/2} v_T/c}, 2 + \frac{\nu}{2}, 0]}{\alpha^{2 + \nu/2}} - \right. \\ & \left. \left. - \frac{\text{Beta}[\frac{\alpha - \beta}{\alpha(1 + 2 \times 3^{1/2} v_T/c)}, 2 + \frac{\nu}{2}, 0]}{(\alpha - \beta)^{2 + \nu/2}} \right) \right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \Phi_3 = & \Theta[\omega - \omega_2] \times \Theta[\omega_3 - \omega] \frac{\pi(1 + \cos^2 \theta)}{2} \beta^{3/2} \times \\ & \times \frac{\text{Beta}[\frac{1}{\alpha - \beta}, A_1, -1 - \frac{\nu}{2}, -\frac{1}{2}]}{(\alpha - \beta)^{\frac{5 + \nu}{2}}}, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Phi_4 = & \Theta[\omega - \omega_3] \left(\frac{\pi(1 + \cos^2 \theta)}{2} \beta^{3/2} \times \right. \\ & \times \frac{\text{Beta}[A_2, A_1, -1 - \frac{\nu}{2}, -\frac{1}{2}]}{(\alpha - \beta)^{\frac{5 + \nu}{2}}} + \\ & + \frac{2(1 + 3 \cos^2 \theta)}{2} \beta^2 \frac{\text{Beta}[\frac{1}{\alpha - \beta}, A_2, -1 - \frac{\nu}{2}, -1]}{(\alpha - \beta)^{3 + \nu/2}} + \\ & + 2\beta \sin^2 \theta \left(\frac{\text{Beta}[\frac{1}{\alpha - \beta}, A_2, -1 - \frac{\nu}{2}, 0]}{(\alpha - \beta)^{2 + \nu/2}} - \right. \\ & \left. - \frac{\text{Beta}[\frac{1}{\alpha}, A_2, -1 - \frac{\nu}{2}, 0]}{\alpha^{2 + \nu/2}} \right) \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} A_1 = & \frac{\alpha - \beta - 2 \times 3^{1/2} \sqrt{\alpha} \sqrt{\alpha - \beta} \frac{v_T}{c}}{\alpha - \beta}, \\ A_2 = & \frac{\alpha - 2\beta - 2 \times 3^{1/2} \sqrt{\alpha} \sqrt{\alpha - 2\beta} \frac{v_T}{c}}{\alpha - \beta}, \\ \omega_1 = & \frac{\omega_p}{\sqrt{1 - 3 \times \left(\frac{v_T}{v}\right)^2 \left(1 + \frac{2 \times 3^{1/2} v_T}{c}\right)^{-1}}}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\omega_2 \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{1 - \frac{\omega_B^2}{\omega_p^2} - 3 \left(\frac{v_T}{v}\right)^2 (1 + 2r(1 + \beta)^{1/2})}}, \quad (12)$$

$$\omega_3 \approx \frac{\omega_p}{\sqrt{1 - 2 \frac{\omega_B^2}{\omega_p^2} - 3 \left(\frac{v_T}{v}\right)^2 (1 + 2r(1 + 2\beta)^{1/2})}}, \quad (13)$$

где $r = \frac{\sqrt{3}v_T}{c} \ll 1$ - малый параметр,

$$\alpha = \frac{\varepsilon}{3} \left(\frac{v}{v_T} \right)^2, \quad \beta = \frac{\omega_B^2}{3\omega_p^2} \left(\frac{v}{v_T} \right)^2,$$

а также использованы обозначения для специальных функций:

$$\text{Beta}[z, a, b] = \int_0^z t^{a-1} (1-t)^{b-1} dt,$$

$$\text{Beta}[z_0, z_1, a, b] = \int_{z_0}^{z_1} t^{a-1} (1-t)^{b-1} dt.$$

Написанные выше формулы характеризуют спектр РПИ при произвольном показателе спектра неоднородностей плазмы ν .

В работе [5] предполагалось, что зависимость результата интегрирования (5) от наклона спектра неоднородностей плазмы слабая, и что в формуле (5) можно считать $\nu = 2$ (когда спектр излучения можно выразить через элементарные функции). Все дальнейшие выражения и конечные формулы приводятся для этого частного случая. Для произвольных ν получен соответствующий корректировочный множитель.

На рис.1 представлены графики спектров РПИ в сравнение с теми, что было получены в работе [5]. Таким образом, можно сделать вывод, что полученные нами формулы имеют большую точность. Кроме того, в отличие от аналогичных формул, полученных ранее, они более точно учитывают изменение параметра ν .

Для дальнейших расчетов необходимо выяснить как зависит характер спектров от показателя спектра неоднородностей ν . Для этого построим спектр РПИ для различных значений ν . На рис.2 приведены спектры при различных значения ν лишь для обыкновенного РПИ, а также для определенных значений параметров. Однако как для необыкновенного РПИ, так и для других значений параметров эта зависимость не будет меняться сильно, в связи с чем другие случаи здесь мы приводить не будем.

Из рис.2, а также из качественного рассмотрения этой зависимости можно сделать следующие выводы: как и предполагалось в работе [5] характер спектра РПИ не сильно зависит от параметра ν , однако от его значения зависит амплитуда спектра. Таким образом, если учесть поправку на это изменение, то можно, как и в работе (Платонов и др., 2002) для дальнейших вычислений в качестве спектра РПИ использовать формулы (6) – (10) при $\nu = 2$. Зависимость же величины спектра от параметра ν будет приближенно определяться зависимостью $e^{-0.094\nu}$. Таким образом, домножив выражение для

спектра РПИ на коэффициент $e^{-0.094(\nu-2)}$, мы сможем в дальнейшем использовать выражения, полученные при $\nu = 2$, для более общего случая.

Найдем теперь полную (проинтегрированную по частотам) энергию РПИ при произвольном значении показателя спектра неоднородностей ν . При этом рассмотрим РПИ, генерируемое изотропным распределением заряженных частиц со степенной зависимостью от модуля импульса, вида:

$$f(x) = (\zeta - 1)N_e \frac{x_0^{\zeta-1}}{x^\zeta} \quad (14)$$

где $x = p/mc$ - безразмерный импульс электрона.

Для данного распределения быстрых частиц интенсивность РПИ будет выражаться через интеграл:

$$I_{\mathbf{n}}^\sigma = \frac{4\pi(\nu-1)(\zeta-1)}{3(\nu+2)} \frac{e^4 Q^2 N_e}{m^2 c^3} \langle \Delta N^2 \rangle k_0^{\nu-1} \times \\ \times \int_{x_0}^{\infty} \frac{x_0^{\zeta-1}}{v x^\zeta} \int_{\omega_p}^{\infty} \left(\frac{v}{\omega}\right)^{\nu+2} n_\sigma \Phi(\alpha, \beta) d\omega dx \quad (15)$$

Ввиду сложной зависимости подинтегральной функции от переменных интегрирования данный интеграл вычислить аналитически не представляется возможным.

3. КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ОБЫКНОВЕННОЙ МОДЫ РПИ

Для вычисления интеграла (15), будем аппроксимировать функцию $n_\sigma \Phi$ функцией вида:

$$\frac{11}{4} \phi(v_T, v, k)(x - x_0) e^{-\psi(v_T, v, k)(x - x_0)}. \quad (16)$$

Аппроксимацию подинтегральной функции (спектра $n_\sigma \Phi$) необходимо производить отдельно для обыкновенной и необыкновенной моды. Сначала аппроксимируем спектр обыкновенной моды РПИ.

На рис.3 показана зависимость максимума функции $n_o \Phi$ от значений k . Как можно увидеть из этого рисунка, можно выделить четыре интервала, на которых зависимость будет выражаться степенной функцией:

- при $k < k_1$ спектр не будет зависеть от изменения k ;
- при $k_1 < k < k_2$, $(n_o \Phi)_{\max} \sim k^{-1/2}$;

- при $k_2 < k < k_3$, $(n_o\Phi)_{\max} \sim k^{-1}$;
- при $k_3 < k < 1$, $(n_o\Phi)_{\max} \sim k^{-3/2}$;

k_i не являются константами, а, как можно видеть из рис.3, зависят от значения v_T :

$$\begin{aligned} k_1 &\approx 69.1 \left(\frac{v_T}{c}\right)^{5/2}, \\ k_2 &\approx 0.21 \left(\frac{v_T}{c}\right)^{1/2}, \\ k_3 &\approx 0.8 \left(\frac{v_T}{c}\right)^{1/3}, \end{aligned}$$

Значения $(n_o\Phi)_{\max}$ при различных значениях v и v_T и фиксированном значении k (из выбранного промежутка) можно аппроксимировать гладкой функцией на всем промежутке изменения v и v_T (рис.4).

Таким образом, можно получить следующие аппроксимирующие функции для спектра:

при $k < k_1$

$$\begin{aligned} n_o\Phi(\alpha, \beta) \rightarrow \Phi_1^o(\omega, v) &= \frac{1}{12360} \frac{v^5 c^{13/4}}{v_T^{33/4}} \times \\ &\times \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_1\right)^2 e^{-\frac{1}{28} \frac{v^2 c}{v_T^3} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_1\right)}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $\tilde{\omega}_1 = 1 + \frac{3}{2} \left(\frac{v_T}{c}\right)^2 \left(1 - \frac{2\sqrt{3}v_T}{c}\right)$ - приближенное значение ω_1 ;

при $k_1 < k < k_2$

$$\begin{aligned} n_o\Phi(\alpha, \beta) \rightarrow \Phi_2^o(\omega, v) &= \frac{1}{1014} \left(\frac{v}{c}\right)^{19/4} k^{-3/4} \times \\ &\times \left(\frac{c}{v_T}\right)^{27/4} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2\right) e^{-\frac{5}{51} \frac{v^2 c^{1/2}}{v_T^{5/2} k^{1/4}} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2\right)}, \end{aligned} \quad (18)$$

где $\tilde{\omega}_2 = 1 + \frac{k^2}{2} + 2 \left(\frac{v_T}{c}\right)^2 \left(1 + \frac{2\sqrt{3}v_T}{c}\right)$ - приближенное значение ω_2 ;

при $k_2 < k < k_3$

$$\begin{aligned} n_o\Phi(\alpha, \beta) \rightarrow \Phi_3^o(\omega, v) &= \frac{2}{353} (1 + \cos^2 \theta) \left(\frac{v}{c}\right)^4 \times \\ &\times k^{-3/2} \left(\frac{c}{v_T}\right)^{21/4} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2\right) e^{-\frac{17}{65} \frac{v^2 c^{1/2}}{k^{1/2} v_T^2} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2\right)}; \end{aligned} \quad (19)$$

при $k > k_3$

$$\begin{aligned} n_o\Phi(\alpha, \beta) \rightarrow \Phi_4^o(\omega, v) &= \frac{1}{1006} (1 + \cos^2 \theta) \left(\frac{v}{c}\right)^{13/4} \times \\ &\times k^{-5/2} \left(\frac{c}{v_T}\right)^{21/4} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2\right) e^{-\frac{4}{37} \frac{v^{3/2} c^{1/2}}{k v_T^2} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2\right)}. \end{aligned} \quad (20)$$

Для оценки погрешности полученной аппроксимации проинтегрируем численно спектр РПИ ((6)-(10)) при $\nu = 2$ вместе с функцией ω^{-4} (что будет соответствовать интенсивности РПИ при $\nu = 2$). Возьмем следующие значения параметров: угол излучения $\theta = 0$, скорость быстрых частиц $v = 0.8c$, тепловая скорость движения электронов $v_T = 0.03c$, и рассмотрим это для четырех различных значений k . Результаты этого интегрирования сведены в таблицу приведенную ниже:

k	10^{-4}	0.025	0.075	0.35
$\int_{\omega_p}^{\infty} \omega^{-4} n_o \Phi(\alpha, \beta) d\omega$	121.8	117.2	42.2	17.3
$\int_{\omega_p}^{\infty} \omega^{-4} \Phi_\ell d\omega$	133.6	99.2	47.0	16.5

Таким образом, можно сделать вывод, что для всех интервалов удалось подобрать функции, дающие довольноно неплохую аппроксимацию функции $n_o \Phi(\alpha, \beta)$.

Интегрирование (15) для полученных аппроксимирующих функций производится без затруднений. Гринимая во внимание, что

$$\frac{v}{c} = \frac{x}{(1+x^2)^{1/2}},$$

конечные выражения будут содержать интегралы, выражающиеся через специальные функции:

$$\begin{aligned} \int_z^{\infty} \frac{y-z}{y^{\nu+2}} e^{-b(y-z)} dy = \\ = e^{bz} b^\nu (\Gamma(-\nu, bz) - bz \Gamma(-1-\nu, bz)) \approx \frac{z^{-1-\nu}}{b^2} \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \int_{x_0}^{\infty} \frac{x^{\lambda-\zeta}}{(1+x^2)^{\frac{\lambda}{2}}} dx = \\ = \frac{x_0^{1-\zeta}}{\zeta-1} {}_2F_1 \left(\frac{\zeta-1}{2}, \frac{\lambda}{2}, \frac{\zeta+1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right), \end{aligned} \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} {}_2F_1(a, b, c, z) = \frac{1}{\Gamma(b)\Gamma(c-b)} \times \\ \times \int_0^1 t^{b-1} (1-t)^{c-b-1} (1-zt)^{-a} dt \\ - \text{гипергеометрическая функция.} \end{aligned}$$

Таким образом, мы можем написать конечные выражения для интенсивности обыкновенной моды РПИ:

$$P_1^o = \frac{\pi(\nu-1)}{10(\nu+2)} \frac{e^4 Q^2 N_e}{m^2 c^{3/4} v_T^{9/4}} e^{-0.094\nu} \left(\frac{c}{\Omega_1} \right)^{\nu+1} \times \langle \Delta N^2 \rangle k_0^{\nu-1} {}_2F_1 \left(\frac{\zeta-1}{2}, \frac{\nu+2}{2}, \frac{\zeta+1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right) \quad (23)$$

$$P_2^o = \frac{\pi(\nu-1)}{7(\nu+2)} \frac{e^4 Q^2 N_e}{m^2 c^{5/4} v_T^{7/4}} e^{-0.094\nu} \times \left(\frac{\omega_p}{\omega_B} \right)^{1/4} \left(\frac{c}{\Omega_2} \right)^{\nu+1} \langle \Delta N^2 \rangle k_0^{\nu-1} \times {}_2F_1 \left(\frac{\zeta-1}{2}, \frac{4\nu+7}{8}, \frac{\zeta+1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right), \quad (24)$$

$$P_3^o = \frac{2\pi(\nu-1)}{15(\nu+2)} (1 + \cos^2 \theta) \frac{e^4 Q^2 N_e}{m^2 c^{5/4} v_T^{7/4}} \times e^{-0.094\nu} \left(\frac{\omega_p}{\omega_B} \right)^{1/2} \left(\frac{c}{\Omega_2} \right)^{\nu+1} \langle \Delta N^2 \rangle \times k_0^{\nu-1} {}_2F_1 \left(\frac{\zeta-1}{2}, \frac{\nu+1}{2}, \frac{\zeta+1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right), \quad (25)$$

$$P_4^o = \frac{5\pi(\nu-1)}{36(\nu+2)} (1 + \cos^2 \theta) \frac{e^4 Q^2 N_e}{m^2 c^{7/4} v_T^{5/4}} \times e^{-0.094\nu} \frac{\omega_p}{\omega_B} \left(\frac{c}{\Omega_2} \right)^{\nu+1} \langle \Delta N^2 \rangle k_0^{\nu-1} \times {}_2F_1 \left(\frac{\zeta-1}{2}, \frac{4\nu+5}{8}, \frac{\zeta+1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right), \quad (26)$$

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \omega_p \times \tilde{\omega}_1 = \\ &= \omega_p \left(1 + \frac{3}{2} \left(\frac{v_T}{c} \right)^2 \left(1 - \frac{2\sqrt{3}v_T}{c} \right) \right), \\ \Omega_2 &= \omega_p \times \tilde{\omega}_2 = \\ &= \omega_p \left(1 + \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_B}{\omega_p} \right)^2 + 2 \left(\frac{v_T}{c} \right)^2 \left(1 + \frac{2\sqrt{3}v_T}{c} \right) \right). \end{aligned}$$

4. КОЭФФИЦИЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ НЕОБЫКНОВЕННОЙ МОДЫ РПИ

Суммарная интенсивность переходного излучения есть сумма необыкновенной и обыкновенной моды. При $k = \frac{\omega_B}{\omega_p} > 0.03$ интенсивность обыкновенной моды будет превышать необыкновенную на порядок и более. Поэтому получим формулы для необыкновенного лишь для $k < 0.03$. При $k < 10^{-3}$ спектр обыкновенного и необыкновенного

РПИ будут практически совпадать, вследствие чего интенсивность будет выражаться одинаковой формулой (23). А для $10^{-3} < k < 0.03$ необходимо получать новую формулу. Здесь мы приведем только лишь аппроксимирующую функции и конечную формулу:

$$n_x \Phi(\alpha, \beta) \rightarrow \Phi_2^x(\omega, v) = \frac{1}{4} \left(\frac{v}{c} \right)^{19/4} \left(\frac{c}{v_T} \right)^6 \times \\ \times \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2 \right) e^{-\frac{3}{2} \frac{v^2}{v_T^2} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - \tilde{\omega}_2 \right) - 4500 k^2 - 0.094 \nu}, \quad (27)$$

$$P_2^x = \frac{2\pi(\nu - 1)}{11(\nu + 2)} \frac{e^4 Q^2 N_e}{m^2 c v_T^2} e^{-4500 k^2 - 0.094 \nu} \times \\ \times \left(\frac{c}{\Omega_2} \right)^{\nu+1} \langle \Delta N^2 \rangle k_0^{\nu-1} \times \\ \times {}_2F_1 \left(\frac{\zeta - 1}{2}, \frac{4\nu + 7}{8}, \frac{\zeta + 1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right). \quad (28)$$

Теперь можно сравнить полученные результаты, с результатами работы [5]. Для этого построены графики (рис.5-7) суммарной (обыкновенной и необыкновенной мод) интенсивности РПИ в зависимости от значений $k = \omega_B/\omega_p$, при различных значениях показателя спектра быстрых частиц.

5. МОДЕЛЬНЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ МОЩНОГО ВСПЛЕСКА

Исходя из полученных результатов, проанализируем всплеск, зарегистрированный 24 декабря 1991 г. [21]. Наряду со спектрами радиоизлучения в этой работе имеется также наблюдательная информация о временных профилях и спектрах жесткого рентгеновского излучения, данные о мягком рентгеновском излучении, временные профили радиоизлучения на частотах 410, 606, 1415, 2695, 4880, 8800, 15400 МГц, а также изображения радиоисточника на частотах 333 и 1446 МГц. Ниже приведены некоторые данные из этой работы. Спектры радиоизлучения этого всплеска в различные моменты времени представлены на рис.8.

Температура плазмы, испускающей наблюдаемое мягкое рентгеновское излучение, равна $T_e \cong 7 \cdot 10^6 K$.

Показатель спектра рентгеновского излучения $\gamma = 4$. Соответствующие показатели распределения (по энергиям и импульсам) захваченных в радиоисточнике нерелятивистских электронов равны [22]: $\delta = 3.5$, $\zeta = 6$.

Таким образом, соблюдается соотношение $\delta = \gamma - 1/2$. Это говорит о том, что при анализе жесткого рентгеновского излучения должна использоваться модель тонкой мишени. В этом случае расчеты, проведенные в [21], показали, что в области максимума радиоизлучения мгновенное число излучающих электронов $V N_e (> 10 \text{ keV})$, определяемое из данных по жесткому рентгеновскому излучению, равно: $V N_e (> 10 \text{ keV}) \approx 3 \div 4 \cdot 10^{36}$.

При этом предполагалось, что фоновая плотность плазмы $N = 10^9 \text{ см}^{-3}$. Считая, что дециметровое излучение вспышки генерируется благодаря РПИ, и учитывая, что степень поляризации этого излучения была практически нулевой, что возможно только при $f_P \gg f_B$, можно получить для области максимального дециметрового излучения $f_P \approx 600 \text{ МГц}$ ($N = 4.5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$). Проведя соответствующую коррекцию ($V N_e \propto N_e^{-1}$ [23]) мы получим для этой же области: $V N_e (> 10 \text{ keV}) \approx 7 \div 9 \cdot 10^{35}$.

Размеры источников L по данным измерений на VLA: $L \cong 4.3 \cdot 10^9 \text{ см}$ на $\lambda = 20 \text{ см}$ и $L \cong 8.6 \cdot 10^9 \text{ см}$ на $\lambda = 90 \text{ см}$. На частоте $f = 600 \text{ МГц}$ можно положить $L \cong 6 \cdot 10^9$. Тогда, полагая $V = L^3$, получим $N_e = 3 \div 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Рассмотрим случай, когда магнитное поле мало, а $\zeta = 6 > \nu + 3$. Тогда:

$$P = 2 \times \frac{\pi(\nu - 1)}{10(\nu + 2)} \frac{e^4 Q^2 N_e}{m^2 c^{3/4} v_T^{9/4}} e^{-0.094\nu} \times \\ \times \left(\frac{c}{\Omega_1} \right)^{\nu+1} \langle \Delta N^2 \rangle k_0^{\nu-1} \times \\ \times {}_2F_1 \left(\frac{\zeta - 1}{2}, \frac{\nu + 2}{2}, \frac{\zeta + 1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right), \quad (29)$$

множитель 2 - для учета обыкновенного и не обыкновенного излучения, интенсивности которых при малом значении магнитного поля практически совпадают.

Будем считать, что распределение области излучения по плазменной частоте может быть описано степенным законом:

$$F(\omega_p) = (\lambda - 1) \frac{\omega_{p_o}^{\lambda-1}}{\omega_p^\lambda}, \quad \omega_p > \omega_{p_o}, \quad (30)$$

где ω_{p_o} - наименьшее значение плазменной частоты в источнике. Учитывая узость пика РПИ, спектральная плотность РПИ может быть представлена в виде:

$$P_\omega = P \delta(\omega - \omega_p) \quad (31)$$

где $\delta(\omega - \omega_p)$ - дельта-функция Дирака. Для получения потока излучения, генерируемого за счет переходного механизма в неоднородном источнике, расположенном в

атмосфере Солнца, интенсивность (53) следует проинтегрировать с функцией распределения (52) по объему источника и учесть расстояние от него до наблюдателя:

$$F_f = \frac{2\pi V}{R_s^2} \int_{\omega_{p0}}^{\infty} F(\omega_p) P \delta(\omega - \omega_p) d\omega_p \quad (32)$$

где V - объем источника излучения, R_s - расстояние от Солнца до Земли.

Результат интегрирования (32) определяется тем, зависят ли (и как) входящие в него параметры $\langle \Delta N^2 \rangle$, k_0 , ω_B от плазменной частоты. Если ограничиться случаем, когда зависимость любого из параметров от плазменной частоты может аппроксимироваться плазменной частотой, то результат интегрирования (32) представляется в общем виде следующим образом:

$$\begin{aligned} F_f = & \frac{2\pi^2(\nu-1)(\lambda-1)}{5(\nu+2)} \frac{e^2 \omega_{p0}}{R_s^2 c} \times \\ & \times {}_2F_1 \left(\frac{\zeta-1}{2}, \frac{\nu+2}{2}, \frac{\zeta+1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right) V N_e \times \\ & \times \frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N^2} \left(\frac{k_0 c}{\Omega_1} \right)^{\nu-1} \left(\frac{c}{v_T} \right)^{9/4} \left(\frac{\omega_{p0}}{\omega} \right)^\alpha \end{aligned} \quad (33)$$

Тогда для суммарного излучения обеих мод поток РПИ из неоднородного источника в солнечных единицах потока будет:

$$\begin{aligned} F_f = & 3.45 \cdot 10^5 \times \frac{2\pi^2(\nu-1)(\lambda-1)}{5(\nu+2)} \frac{\omega_p}{1\Gamma\Gamma_{\Pi}} \times \\ & \times {}_2F_1 \left(\frac{\zeta-1}{2}, \frac{\nu+2}{2}, \frac{\zeta+1}{2}, -\frac{1}{x_0^2} \right) \frac{V N_e}{10^{33}} \times \\ & \times \left(\frac{k_0 c}{\Omega_1} \right)^{\nu-1} \frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N^2} \left(\frac{c}{v_T} \right)^{9/4} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^\alpha \text{ сеп} \end{aligned} \quad (34)$$

Подставляя приведенные выше оценки и, полагая $f = f_P$, получим

$$F_f = 8.2 \cdot 10^9 \frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N^2} \quad (35)$$

Таким образом, для $F_f = 1000 \text{ сеп}$ имеем:

$$\frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N^2} = 1.2 \cdot 10^{-7} \quad (36)$$

Эта оценка относится к неоднородностям с размерами около или менее 50 см. Таким образом, весьма низкая величина неоднородностей плотности плазмы обеспечивает наблюдаемое дециметровое радиоизлучение вспышки 24 декабря 1991 г. Вид дециметрового спектра определяется функцией распределения источника по плазменным частотам, которая нам неизвестна.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнялась при поддержке РФФИ (грант 06-02-16502).

1. Toptygin I.N. and Fleishman G.D., 1987, *Astrophys. Space Sci.*, 132 , 213
2. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н., 1984, „Переходное излучение и рассеяние“, Наука, Москва
3. Платонов К.Ю., Флейшман Г.Д., 1994, *ЖЭТФ*, 106,1053
4. Бельков С.А., Николаев Ю.А., Цытович В.Н., 1980, *Изв. ВУЗов, Радиофизика*, 23, 261
5. Платонов К.Ю., Флейшман Г.Д., 2002, *УФН*, 172, №3, 241
6. Fleishman G.D., Nita G.M. and Gary D.E., 2005, *Astrophys. J.*, 620, 506
7. Fleishman G.D. and Kahler S.W., 1992, *ApJ*, 394, 688
8. Fleishman G.D., 2001, *Astron. Lett.*, 26, 254
9. Bogod V.M. and Yasnov L.V., 2005, *Astron. Rep.*, 49, 144
10. Bogod V.M., Mercier C., Yasnov L.V., 2001, *Journal Geoph. Res.*, 106, A11, 25.353
11. Yasnov L.V., Bogod V.M., Fu Q., Yan Y, 2003, *Solar Physics*. 215,
12. Isliker H. and Benz A.O., 1994, *A.A.*, 104, 145
13. Ning Z., Fu Q., Lu Q., 2000, *A.A.*, 364, 793
14. Chernov G.P., Yasnov L.V., Yan Y., and Fu Q., 2001, *ChJA.A.*, 1, 6, 525
15. Ledenev V.G., Karlicky M., Yan Y., and Fu Q., 2001a, *Solar Phys.*, 202, 71.
16. Dulk G.A. and Nelson G.J., 1973., *Proc. Astron. Soc. Aust*, 2, 211
17. Lim J., 1993, *Ap.J.*, 455, L33
18. Mutel R.L., Morris D.H., Doiron D.J. and Lestrade J.-F., 1987, *AJ*, 93, 1220
19. Bastian T.S. and Bookbinder J.A., 1987, *Nature*, 326, 678
20. Stepanov A.V., Kliem B., Kruger A. and Hildebrandt J., 1997, *Solar Phys.*, 176, 147
21. Wilson R.F., 1993, *Astroph.J.*, 413, 798
22. Melnikov V.F. Magun A., 1998, *Solar. Phys.*, 178, 591
23. Lin R.P. and Hudson H.S., 1976, *Sol. Phys.*50,153.

ON A THEORY OF RESONANT TRANSITIVE RADIATION OF DECIMETRIC RADIATION OF FLARES

E. Modin, L. Yasnov

In this work a mechanism of resonant transitive radiation (RTR) with reference to its possible application for interpretation of decimetric radio emission of solar flares is analyzed. Such radiation depends on a number of parameters of the radiating media. In particular, on the parameter of spectrum of small-scale inhomogeneity of electronic density - ν . In the work [1] formulas for factors RTR have been obtained in dependence of the frequency of radiation for $\nu = 2$. In whole these formulas precisely describe the behavior of RTR, however in narrow frequency intervals they can give either negative, or infinite values. In this work, using the approaches similar to those developed in [1], factors of RTR for an arbitrary parameter have been obtained. These factors, in particular, did not give negative and infinite values. On their basis RTR factors integrated on frequency have been received. These factors were used for the analysis of decimetric radiation of the flare on December 24, 1991. It has been shown, that the RTR of this flare could originate in a plasma with small-scale inhomogeneities with $\frac{\langle \Delta N^2 \rangle}{N^2} = 2.5 \cdot 10^{-5}$.

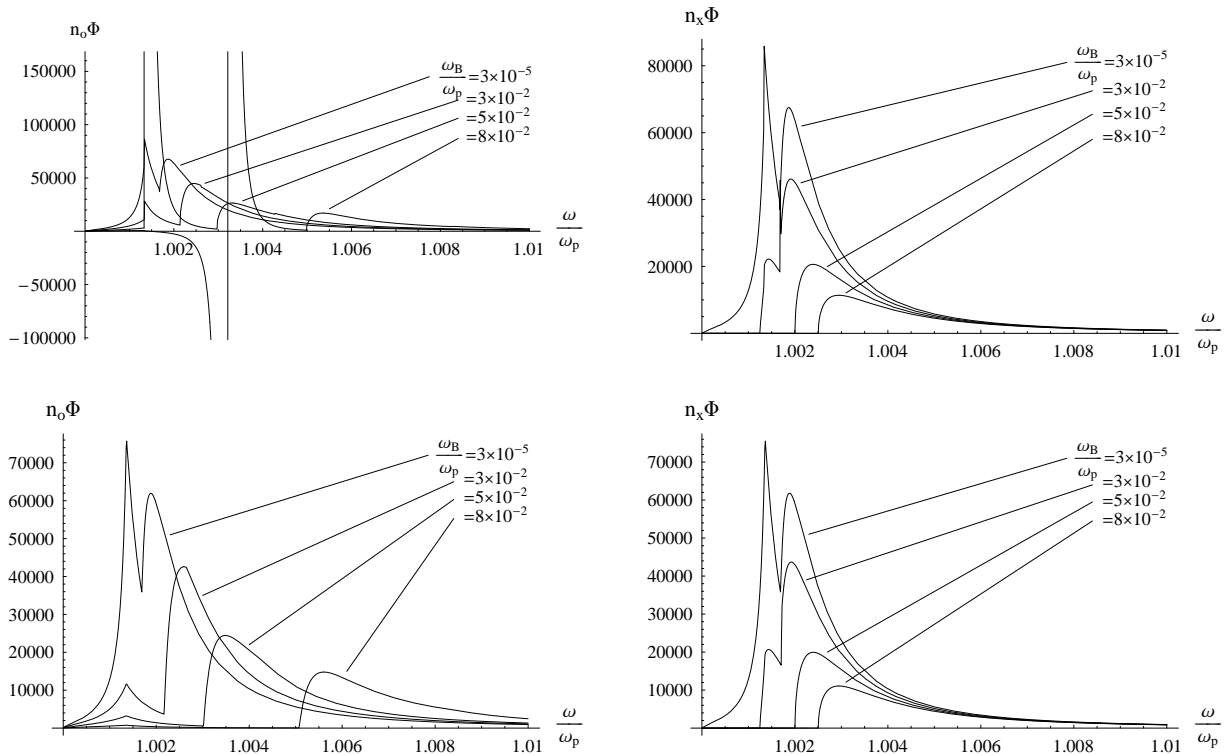


Рис. 1. Графики спектров РПИ при $v_T/c = 0.0315$ и $v/c = 0.995$. Сверху - спектры обыкновенного и необыкновенного РПИ, построенные по формулам работы [5], снизу - по формулам приведенным выше.

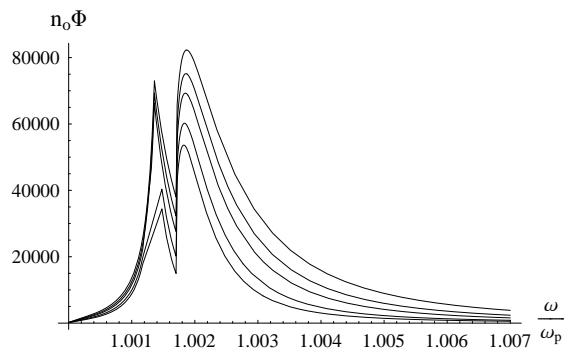


Рис. 2. Графики спектров обыкновенного РПИ при $k = \omega_B/\omega_p = 0.005$, $v_T/c = 0.0315$ и $v/c = 0.995$ при различных значениях ν (1, 2, 3, 5 и 7)

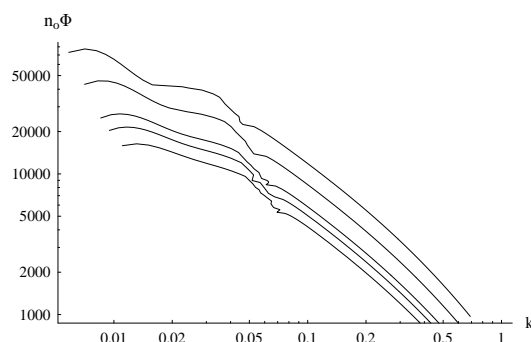


Рис. 3. $(n_o \Phi)_{\max}$ как функция k при различных значениях v_T и при $v/c = 0.7$ в логарифмическом масштабе.

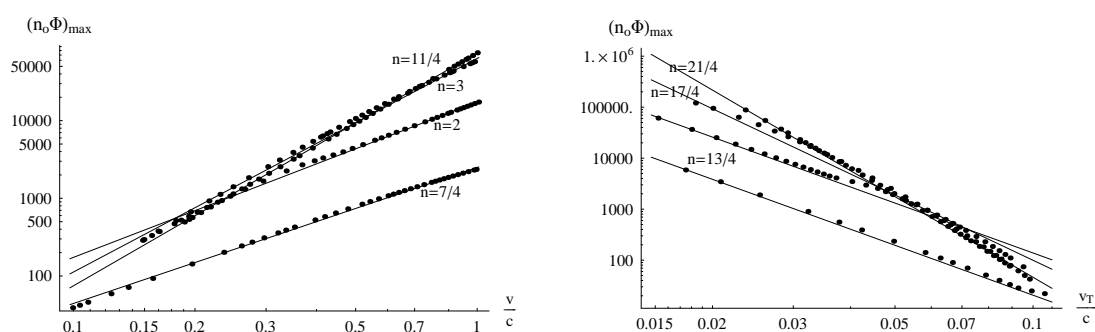


Рис. 4. Дискретные значения функции $(n_o \Phi)_{\max}$ при различных значениях v и v_T и фиксированном значении k - обозначены точками, кривая - аппроксимация полученных зависимостей функциями вида x^n с различными значениями n , в логарифмическом масштабе. Сверху - при фиксированном значении $v_T = 0.0315c$ и различными значениями $k=0.005, 0.025, 0.075$ и 0.35 , что соответствует всем четырем интервалам изменения k . Снизу - при фиксированном значении $v = 0.75c$ и такими же значениями параметра k .

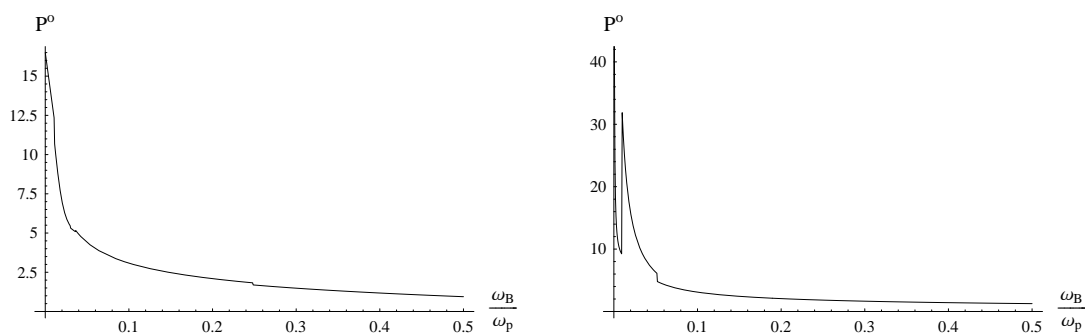


Рис. 5. Сравнение суммарной интенсивности РПИ при $\zeta = 2.5$. Слева - интенсивность, построенная по формулам, приведенным выше, справа - по формулам, взятым из работы [5].

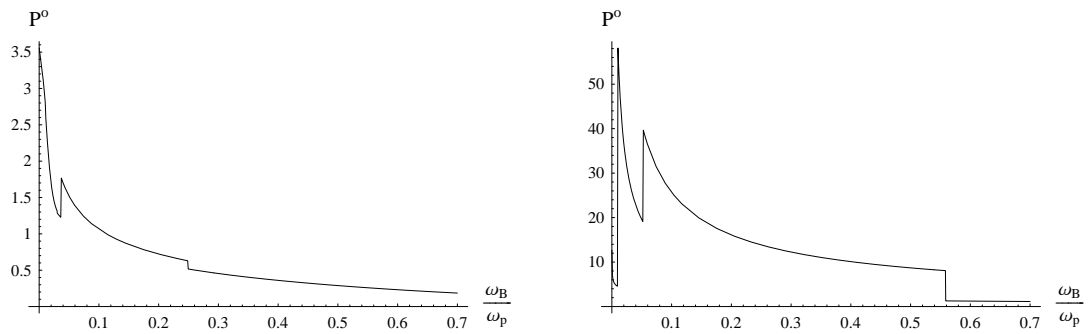


Рис. 6. Сравнение суммарной интенсивности РПИ при $\zeta = 4$. Слева - интенсивность, построенный по формулам, приведенным выше, справа - по формулам, взятым из работы [5].

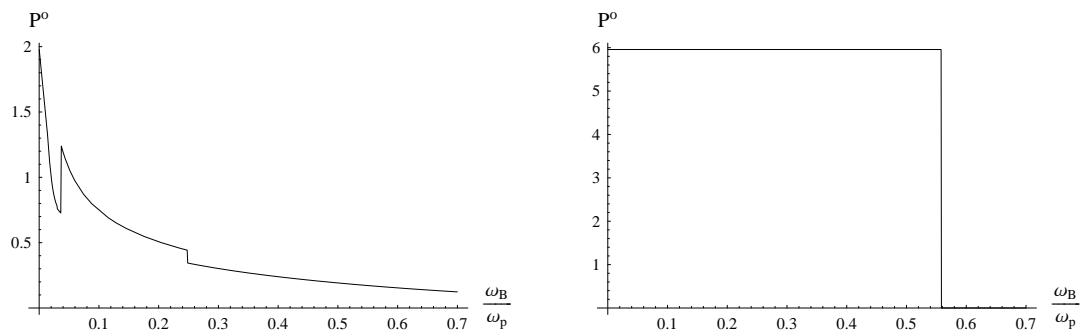


Рис. 7. Сравнение суммарной интенсивности РПИ при $\zeta = 5$. Слева - интенсивность, построенный по формулам, приведенным выше, справа - по формулам, взятым из работы [5].

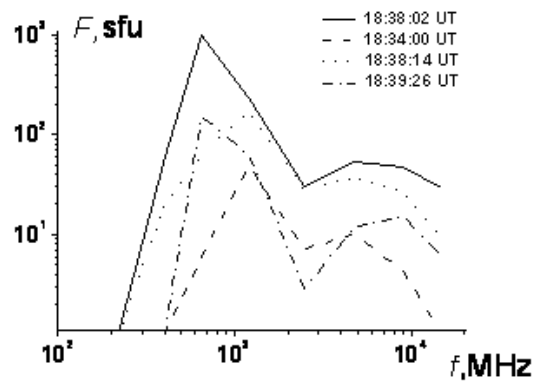


Рис. 8. Радиоспектры солнечной вспышки 24 декабря 1991 г. в последовательные моменты времени (UT - время по Гринвичу)

Радиоисточник над нейтральной линией в активных областях, производящих вспышки балла X большой продолжительности

И.Г. Руденко,¹ Г.В. Руденко,¹ А.М. Уралов¹

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН,*

Россия, 664033, Иркутск а/я 4026; ул. Лермонтова 126

Проведен поиск квазистационарных микроволновых источников над нейтральной линией (Neutral Line associated Sources – NLS) на частоте 17 ГГц в восьми активных областях, связанных со вспышечными событиями балла X большой продолжительности (X-LDE) периода 2001-2005 г. NLS идентифицируются по их расположению вблизи нейтральной линии вертикальной составляющей магнитного поля, где горизонтальная составляющая имеет абсолютный или локальный максимум. Такая связь с магнитной структурой отражает особенность NLS как источников, излучение которых сосредоточено либо в вершине магнитной петли, либо в ее основаниях, расположенных близко к нейтральной линии. Анализ показал, что событиям X-LDE указанного периода предшествовало заблаговременное появление одного или нескольких радиоисточников, проявляющих большую часть времени четкие признаки NLS. Это говорит в пользу NLS как фактора прогноза сильных вспышек.

1. ВВЕДЕНИЕ

Целью настоящей работы является выделение в микроволновом излучении солнечных активных областей (АО) признака, который мог бы использоваться для прогноза рентгеновских вспышек балла X большой продолжительности (X-LDE). К такому признаку следует отнести квазистационарные микроволновые источники, носящие название источников над нейтральной линией, Neutral Line associated Sources – NLS. Предметом интереса являются NLS, дающие заметное излучение на частоте 17 ГГц – частоте, на которой ведутся регулярные наблюдения на радиогелиографе обсерватории Нобеяма. Единичный случай подробного анализа АО, содержащей такие источники, содержится в работе [1]. Позже нами было показано, что 17 ГГц NLS являются не уни-

кальными, а типичными и часто доминирующими источниками в активных областях, производящих мощные рентгеновские вспышки X-LDE и корональные выбросы массы. Такой вывод явился следствием предварительного анализа трех активных областей вспышечного периода октября-ноября 2003 и представлен в работе [2], где впервые был предложен и опробован метод идентификации NLS, основанный на технике экстраполяции магнитного поля. Этот метод мы используем и в настоящем исследовании. NLS идентифицируются по их расположению на, или вблизи нейтральной линии на магнитограмме вертикальной составляющей коронального магнитного поля в том месте, где горизонтальная составляющая имеет абсолютный или локальный максимум. Это весьма интересное, новое и важное обстоятельство. Для 17 ГГц NLS подходящая высота расчетных магнитограмм составляет 2-4 тысячи км. над фотосферой. Радиоисточники над пятнами располагаются в максимумах вертикальной составляющей поля, что не является секретом. Однако на практике, многие 17 ГГц NLS воспринимаются как пятенные источники, а пятенные могут выглядеть как NLS. Это связано как с проекционным эффектом, присущим продольным магнитограммам, так и с часто встречаемым сходством визуальных характеристик (интенсивность, поляризация) этих источников. Это же является причиной, мешающей обнаружению и изучению NLS. В частности, до обнаружения нами 17 ГГц NLS их присутствие на радиокартах, полученных на радиогелиографе Нобеяма, оставалось незамеченным.

Что касается природы NLS, то до последнего времени она оставалась неразгаданной. Одной из причин этого было отсутствие метода корректной идентификации этих источников, поскольку точное знание периодов их явного присутствия в АО необходимо для детального отбора экспериментального материала с целью изучения NLS. Таким способом была отобрана АО 10488 упомянутого выше вспышечного периода октября-ноября 2003. Анализ интервалов многодневной эволюции АО на частотах 17 и 34 ГГц с дискретом 1 мин, 10 сек и 1 сек выявил физическую связь NLS с местами энерговыделения в короне активной области, что следовало ранее лишь из наблюдательных указаний на связь NLS с большими вспышками и теоретических рассуждений. Значимым результатом явилось обнаружение предвспышечного вертикального токового слоя. Установлено, что излучение квазистационарного NLS на 17 ГГц сосредоточено в основаниях и вершине магнитной петли – *петли NLS*, соединяющей два сближающихся солнечных пятна. Вершина петли NLS расположена под токовым слоем. Обоснование

этих результатов и информацию о соотношении NLS и "пекулярных" источников можно найти в статье [3].

В настоящем исследовании мы расширяем статистику присутствия 17 ГГц NLS в активных областях, производящих вспышки балла X большой продолжительности. Проанализированы восемь активных областей периода 2001-2005 г. Анализ основан на графическом сопоставлении микроволновых изображений с расчетными магнитограммами коронального магнитного поля во все дни нахождения АО на солнечном диске.

2. ЭЛЕМЕНТЫ АНАЛИЗА

2.1. Расчеты магнитного поля

Необходимость использования расчетного магнитного поля в задаче идентификации NLS вызвана тем, что доступное для измерений исходное продольное магнитное поле (поле по лучу зрения) в общем случае не позволяет правильно определить положение нейтральной линии радиальной магнитной составляющей (линии ее нулевых значений). В силу проекционного отличия продольной и радиальной компонент, их нейтральные линии близки только в довольно ограниченной области – вблизи центра солнечного диска. Это отличие может привести к ошибочному определению типа радиоисточника. Поскольку излучение NLS сосредоточено в магнитной петле, идентификация таких радиоисточников по нейтральной линии радиального поля более обоснована. В принципе, существует возможность вычисления радиального поля по векторным магнитограммам, но в силу известного существенного отличия в ошибках измерений продольной и поперечной составляющих, использование векторных данных для наших исследований вряд ли обосновано. Кроме того, пока не существует регулярных векторных данных, представляемых с достаточно малым временным интервалом. С другой стороны, получение информации о полном магнитном векторе возможно на основе экстраполяции поля в потенциальном приближении. Использование такого упрощенного приближения может служить поводом для умеренного скептицизма в правомерности его использования в активных областях, присутствие в которых существенной непотенциальной магнитной составляющей не вызывает сомнений. Тем не менее, оправданность такого подхода подтверждается практическими результатами. Конкретная реализация расчета (экстраполяции) магнитного поля в нашем анализе основана на гармоническом

разложении [4], определяемом из граничных условий на магнитный потенциал и учитывающих локальные изменения направления луча зрения к поверхности наблюдения. По найденным коэффициентам разложения вычислялись значения тангенциальной и радиальной составляющих магнитного поля на заданной высоте.

2.2. *Используемые данные и критерии их отбора*

Для сопоставления магнитной структуры активных областей с их микроволновыми изображениями использовались 96-минутные продольные магнитограммы SOHO/MDI солнечного диска (<http://soi.stanford.edu/magnetic/mag/>) и 10-ти минутные изображения солнечного диска на частоте 17 ГГц (Nobeyama Radioheliograph – NoRH; <http://solar.nro.nao.ac.jp/norh/images/10min/>). Предварительно был осуществлен отбор областей, в которых происходили сильные рентгеновские вспышки (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SOLAR_FLARES/XRAY_FLARES/). В рассмотрение включались только активные области, давшие продолжительные вспышки балла X за время их прохождения по диску. Поскольку нас интересовала предыстория вспышки, АО, которые не порождали подходящие события на достаточном удалении от восточного лимба, исключались из анализа.

2.3. *Отображения расчетной магнитной структуры и интенсивности микроволнового излучения*

Для каждой из отобранных АО подготавливались магнитные- и радио- данные, отвечающие временному интервалу прохождения АО по солнечному диску. За каждой АО закреплялся определенный участок солнечной поверхности, не зависящий от ее положения на диске и используемый впоследствии для вывода на него микроволнового изображения и экстраполяции радиальной и тангенциальной компонент магнитного поля, соответствующих моментам наблюдений на 17 ГГц. Поскольку моменты 96-минутных магнитных измерений не совпадают с моментами радиоизображений и существенно более разрежены по времени, выбор конкретной магнитограммы определялся ее наибольшей близостью к моменту текущего радиоизображения. Приведение магнитной структуры и радиоизображения к одному и тому же, независящему от положения

АО на солнечном диске, участку поверхности, позволяет наилучшим образом выделить внутреннюю динамику АО. Продукт окончательной обработки представляется в виде снимка, фиксирующего моментальную магнитную структуру области и ее микроволновое изображение (рис.1). Снимок содержит три графических фрагмента. На двух верхних фрагментах полутонном выведены яркостная температура микроволнового излучения (слева) и расчетное тангенциальное поле (справа) с наложенными на них контурами расчетного радиального поля. Нижний графический фрагмент отображает динамику полного рентгеновского потока во время прохождения по диску рассматриваемой АО; жирные вертикальные линии отмечают события, относящиеся к АО. Пример рис. 1 демонстрирует случай двух радиоисточников, с четко выделенными типовыми признаками. Правый источник идентифицируется как пятенный и располагается над центром положительного магнитного пятна. Левый источник лежит над нейтральной линией (жирный контур) и привязан к локализации интенсивного тангенциального поля – NLS. На этом же кадре слева от пятенного источника видно появление еще одного, менее интенсивного NLS, расположенного вблизи нейтральной линии и второго локального максимума тангенциального поля. В процессе дальнейшей эволюции активной области вплоть до X-вспышки 26/10/03 этот NLS станет доминирующим источником в АО (см. рис. 4) и, по-видимому, именно он явится предвестником этой вспышки. Наблюдение за максимумами тангенциальной компоненты на нейтральной линии радиального поля концентрирует наше внимание на наиболее вероятных местах появления NLS и позволяет фиксировать их уже на стадии зарождения.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА

Для исследуемого периода 2001-2005 г.г. было отобрано 8 активных областей в соответствии с нашими критериями отбора. Эволюция микроволновых изображений и магнитной структуры каждой АО представлялась сериями снимков (фильмами), соответствующих периодам прохождения АО по солнечному диску. Анализ этих областей, давших одно или более X-LDE событий, однозначно выявил появление перед событиями одного или нескольких радиоисточников, идентифицируемых как NLS (см. табл. 1 и рис. 2-9). Появление NLS имело место в интервале времени от 5 до 1 суток до наступления события.

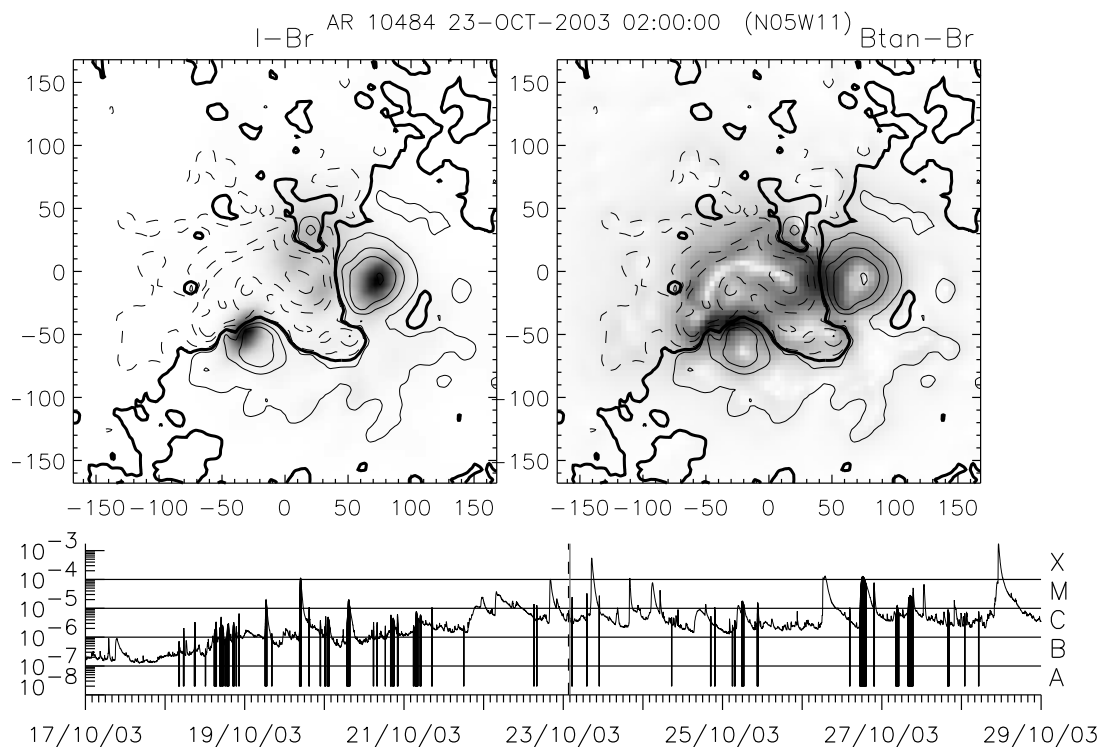
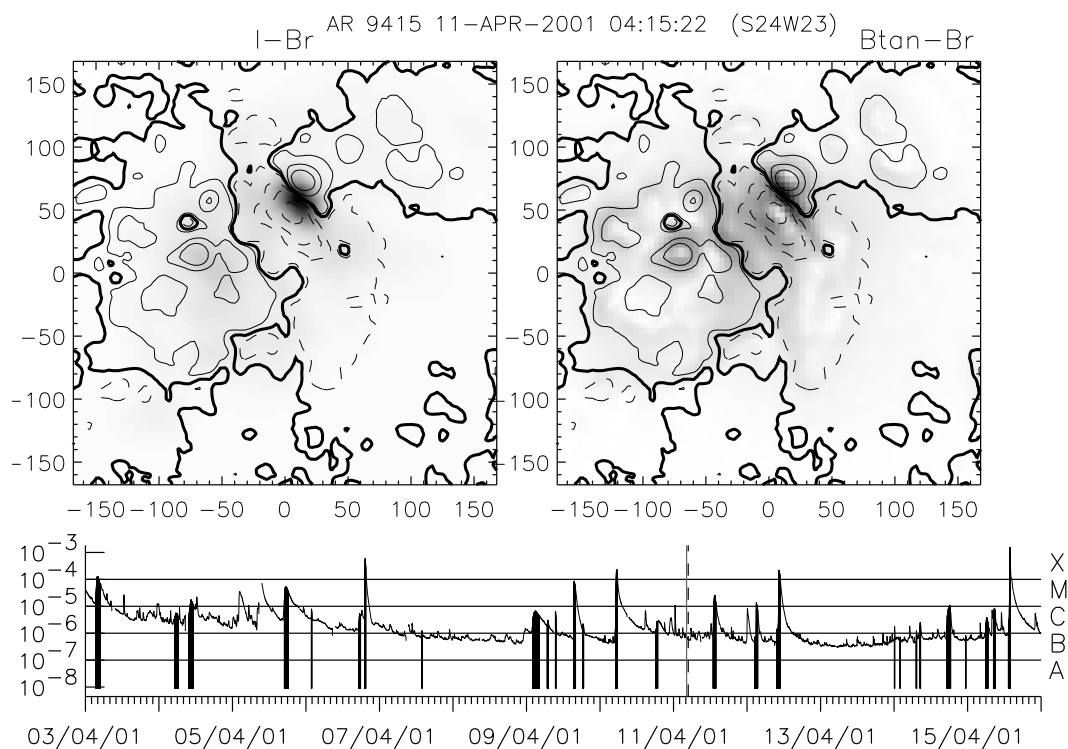


Рис. 1. Пример графического отображения микроволновой и магнитной структур активной области. На полутоновые изображения интенсивности 17 ГГц излучения (слева) и тангенциального магнитного поля (справа) наложены контуры радиального поля. Сплошные контуры соответствуют положительной, пунктирные – отрицательной полярности, жирные – нейтральной (нулевой) линии радиального магнитного поля. На левом изображении видно присутствие двух ярких радиоисточников, пятенного справа и NLS слева. Внизу показан полный рентгеновский поток в период прохождения АО по солнечному диску. Вертикальные столбики дают информацию о началах событий, относящихся к рассматриваемой области. Два удлинённых вертикальных отрезка отмечают момент радио наблюдения (сплошная линия) и момент измерения используемой для расчетов магнитограммы (пунктир). В заголовке дополнительно отражаются: номер области, дата-время микроволнового изображения и координаты центра изображаемого фрагмента солнечной поверхности.

Существует корреляция между появлением NLS и моментами качественных изменений магнитной структуры, сопровождающихся появлением, ростом, движением нового магнитного потока или внедрением магнитного потока одного знака в область потока противоположного знака (интрузия). Также отмечаются трансформации NLS в радио-

Таблица 1. Идентифицированные 17ГГц NLS в активных областях с X-LDE событиями

Активные Области	Количество NLS	Количество X-LDE
9415 (3 Apr 2001 - 15 Apr 2001)	1	5
9661 (12 Oct 2001 - 20 Oct 2001)	1	2
10484 (18 Oct 2003 - 28 Oct 2003)	2	2
10486 (22 Oct 2003 - 3 Nov 2003)	3	4
10488 (30 Oct 2003 - 3 Nov 2003)	1	2
10696 (2 Nov 2004 - 10 Nov 2004)	2	2
10720 (11 Jan 2005 - 21 Jan 2005)	1	4
10808 (9 Sep 2005 - 18 Sep 2005)	1	4

**Рис. 2.** АО 9415. Один NLS.

источник пятенного типа (перемещение максимума интенсивности излучения квазистационарного NLS из вершины петли NLS в ее подножие) и наоборот.

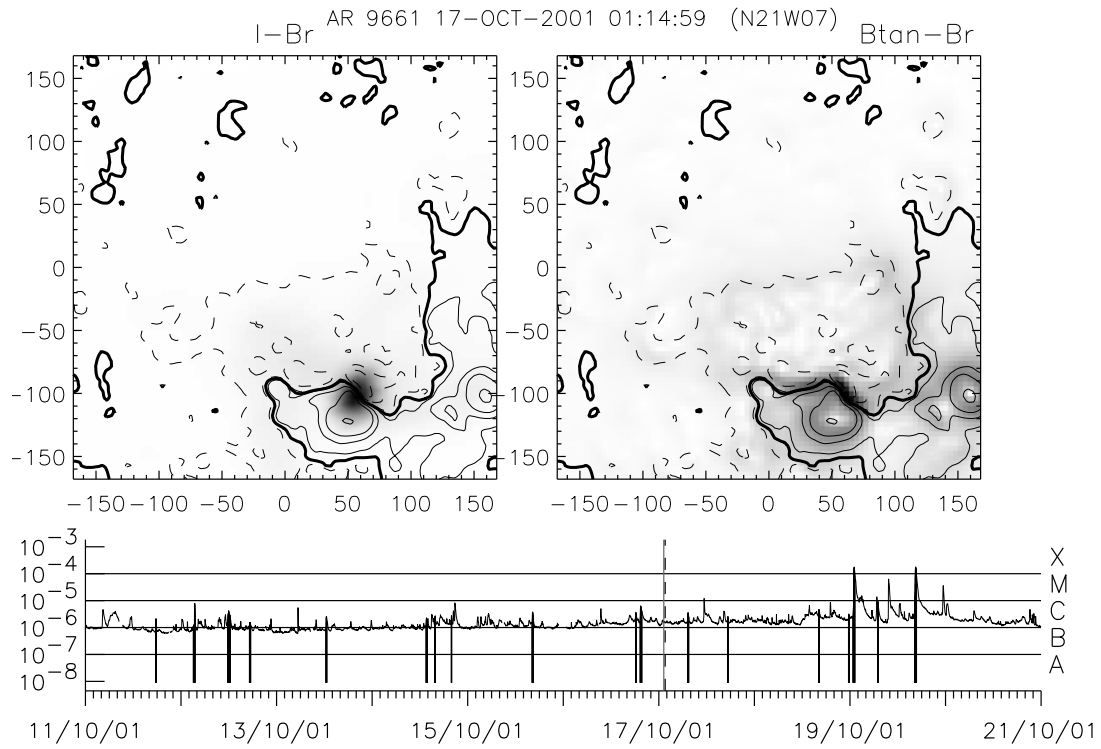


Рис. 3. АО 9661. Один NLS.

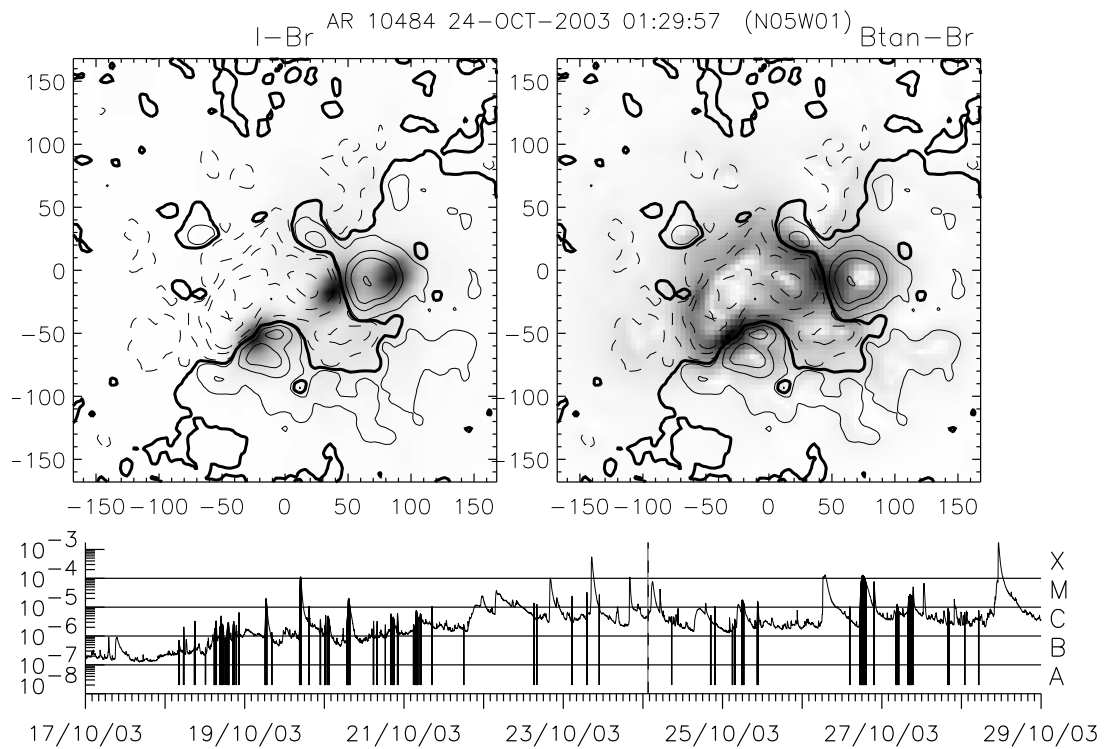


Рис. 4. АО 10484. Один пятенный источник и два NLS.

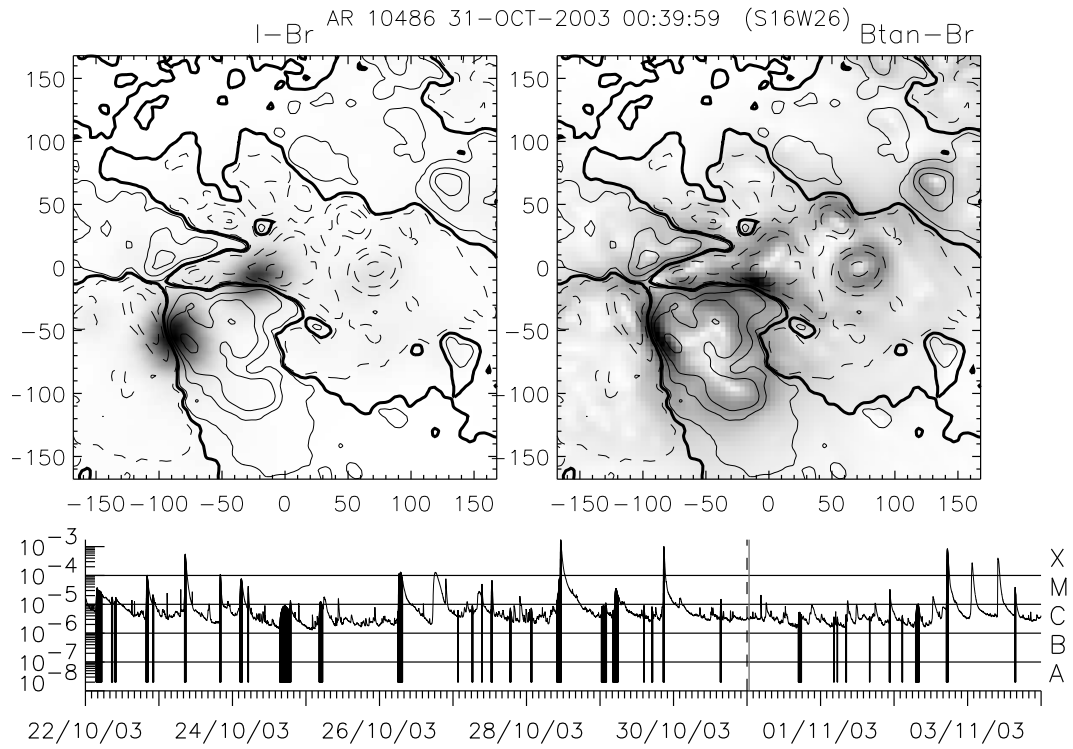


Рис. 5. АО 10486. Два NLS.

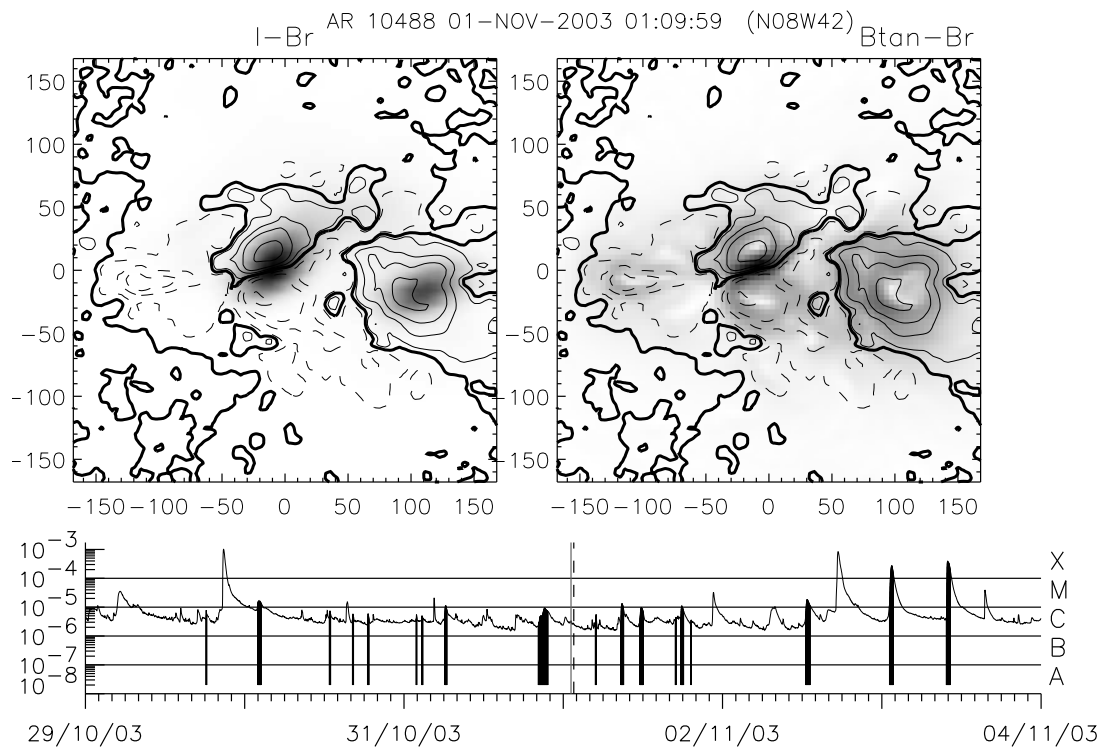


Рис. 6. АО 10488. Один пятенный источник и один NLS.

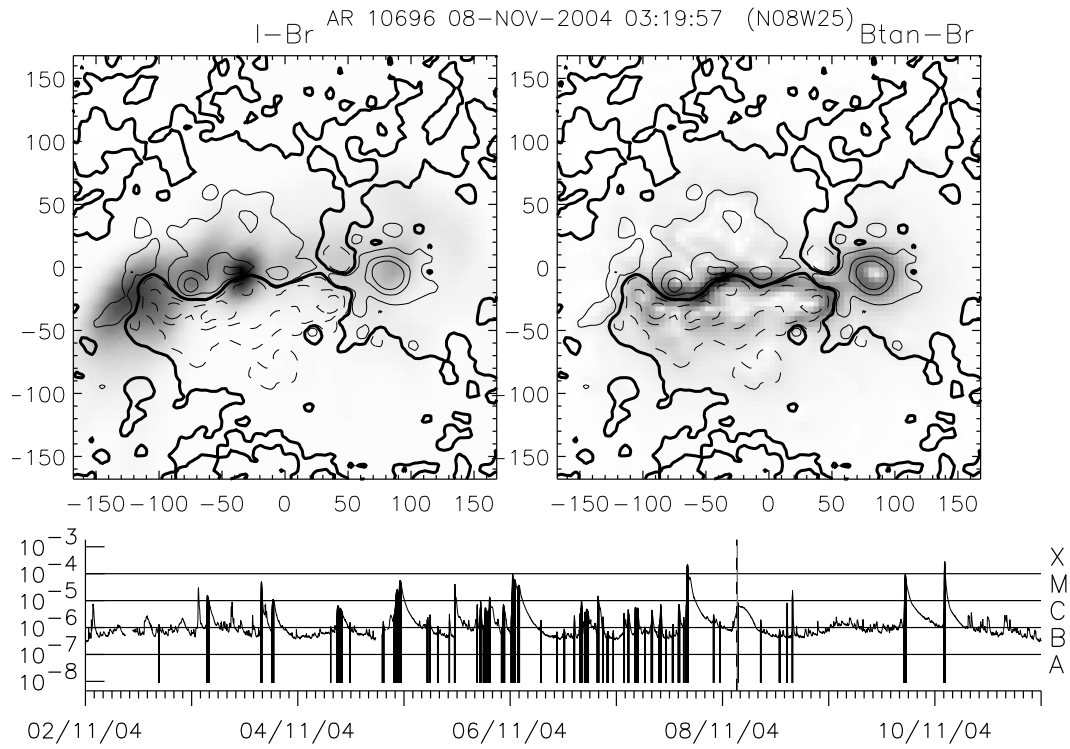


Рис. 7. АО 10696. Один NLS.

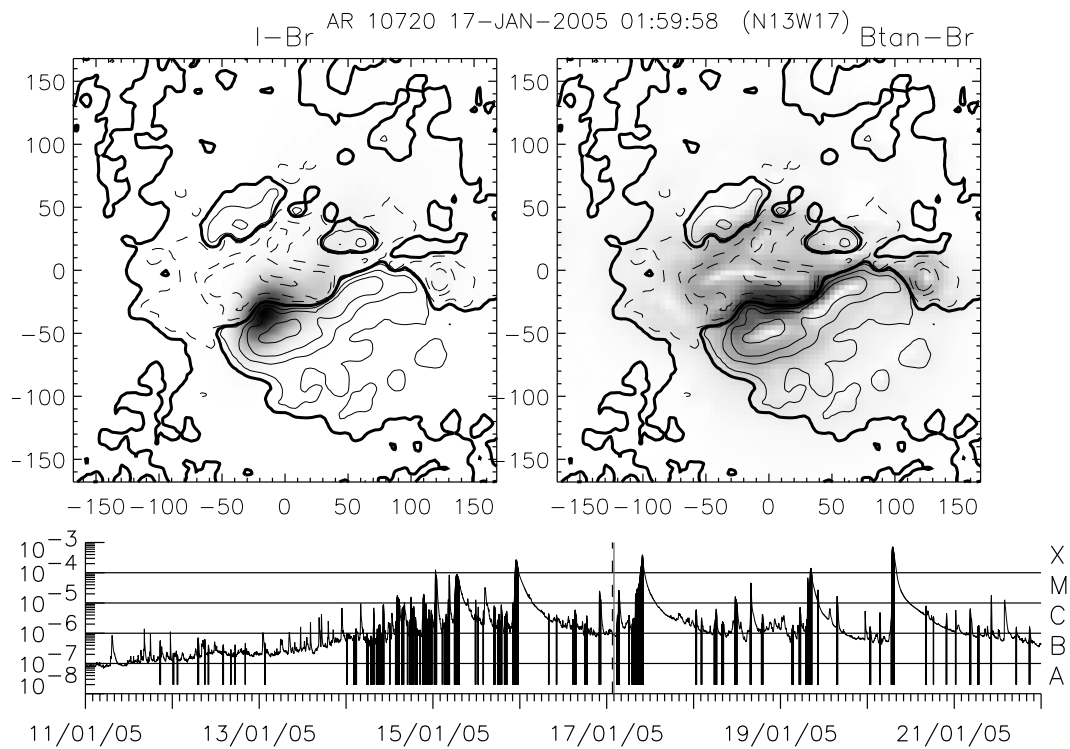


Рис. 8. АО 10720. Один NLS

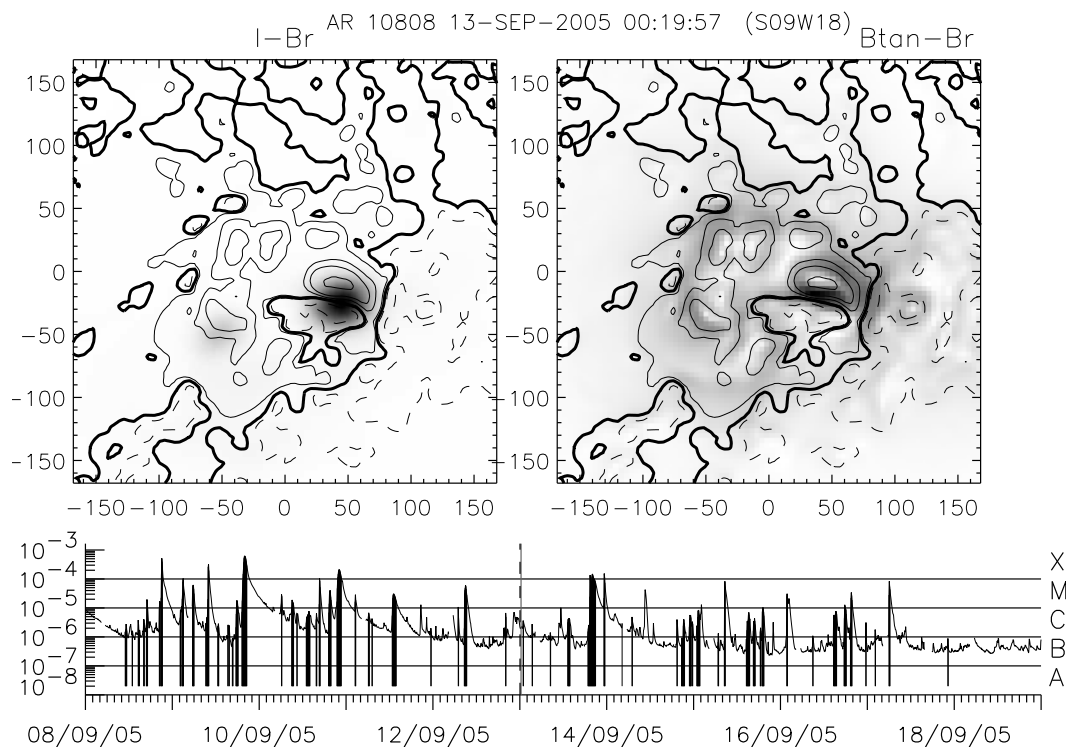


Рис. 9. АО 10808. Один NLS.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

- Все проанализированные АО, производившие X-LDE события выявили обязательное присутствие, по крайней мере, одного 17 ГГц NLS.
- NLS появляются в АО за 1-5 суток до начала события X-LDE; большую часть своей жизни источники, зарегистрированные как NLS, сохраняют четкие признаки своей идентификации, т.е. располагаются вблизи максимума тангенциального поля над нейтральной линией радиального поля.
- Новый метод идентификации 17 ГГц NLS по радиальной и тангенциальной магнитным составляющим показал себя удобным инструментом выделения радиосточников, присутствие которых говорит о возможности крупных вспышек.
- Наряду с полученным конкретным результатом работы, важно отметить ее методический момент, связанный с использованием для расчета необходимых магнитных компонент потенциального приближения. Изначально правомерность такого

упрощенного описания магнитной поля применительно к рассматриваемым, заведомо непотенциальным, структурам выглядит весьма спорным. Тем более интересен полученный результат, показывающий эффективность практического применения такого простого приближения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы признательны командам Радиогелиографа Нобеяма и SOHO/MDI за возможность использования данных этих инструментов. Работа поддержана грантами РФФИ 06-02-16239, 06-02-16295 и Программой РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля”.

-
1. A.M. Uralov, H. Nakajima, V.G. Zandanov, V.V. Grechnev, Solar Phys., **197**, 275, (2000).
 2. A.M. Uralov, G.V. Rudenko, I.G. Rudenko, PASJ, **58**, No.1, 21, (2006).
 3. А.М. Уралов, В.В. Гречнев, Г.В. Руденко, И.Г. Руденко, статья в настоящем сборнике.
 4. G.V. Rudenko, Solar Phys., **198**, 5, (2001).

MICROWAVE SOURCE ABOVE A NEUTRAL LINE OF ACTIVE REGIONS PRODUCING LONG DURATION X-FLARE

I. G. Rudenko, G. V. Rudenko, A. M. Uralov

We have searched for quasi-stationary microwave Neutral Line associated Sources (NLS) at a frequency of 17 GHz in eight active regions related to long-duration X class flare events (X-LDE) during 2001-2005. We identify NLS from their position nearby the neutral line of the vertical component of the magnetic field, where its horizontal component has its absolute or local maximum. This relation with magnetic structure reflects feature of NLS as sources which emission is concentrated either in top of a magnetic loop or in its footpoints located close to a neutral line. Our analysis has shown that X-LDEs of the specified interval were preceded by the appearance of one or more radio sources, which most part of time manifested distinct attributes of a NLS. This indicates importance of a NLS as a precursor of power flares.

Глобальные токовые системы как источник энергии солнечных вспышек

А.Г. Тлатов¹

¹*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

Развита модель токового контура применительно к мощным солнечным вспышкам. Предполагается, что токовый контур объединяет несколько активных областей. Поскольку между ведущими и хвостовыми частями имеется отличный от нуля угол наклона по отношению к экватору, при аннигиляции магнитных полей биполярных активных областей может возникать диссипативный ток в азимутальном направлении. С развитием цикла активности диссипативные токи нескольких активных областей могут объединяться, что приводит к формированию глобального токового контура. Вспышки могут возникать при разрыве такого токового контура вследствие эрупции волокна, всплытия нового магнитного поля или взаимодействие глобального токового контура с новыми активными областями.

1. ВВЕДЕНИЕ

Солнечные вспышки связывают с взрывным выделением энергии, сопровождающимся такими процессами как мощным электромагнитным излучением от радио до рентгеновского диапазона, формированием межпланетной ударной волны, ускорением частиц, выбросом массы вещества и другими. Мощность солнечной вспышки изменяется от $\sim 10^{22}$ Дж в субвспышке до $3 \cdot 10^{25}$ Дж в самых больших событиях. Время развития вспышки составляет $10^2 - 10^3$ секунд, хотя "флэш"фаза составляет несколько десятков секунд. Вспышки, как правило, возникают, в активных областях. Обычно предполагают, что именно в магнитном поле активных областей накапливается энергия для вспышки. При полной аннигиляции магнитного напряженностью 500 Гс в кубе с ребром $3 \cdot 10^4$ км может выделяться энергия необходимая для мощной солнечной вспышки. Вместе с тем эта энергия эквивалентна аннигиляции массы $\sim 3 \cdot 10^8$ кг или вещества с плотностью солнечной короны $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$ в кубе с ребром $\sim 10^4$ км. Места наиболее вероятного возникновения вспышек связаны с быстроразвивающимися активными областями. В

тоже время в фотосфере под вспышкой в фотосфере не наблюдается никаких крупномасштабных изменений магнитного потока. Другим интересным свойством обладают "симпатические" вспышки, которые происходят при появлении другой вспышки, даже если они находятся на большом расстоянии друг от друга.

Существуют два основных подхода к объяснению солнечных вспышек. Один из них рассматривает токовые системы, другой процессы быстрого пересоединения магнитного поля [7]. В моделях пересоединения магнитного поля рассматривают изменение топологии магнитного поля над активной областью в результате слияния разнонаправленных силовых линий магнитного поля в области малого размера [8].

Модель токового контура была предложена [4] и развита [1, 12]. В данной модели выделение энергии во вспышке рассматривается по аналогии с коротким замыканием в цепи электрического тока. В этом механизме рассматривается резкое увеличение сопротивления, при этом может выделяться энергия, запасенная в индуктивности (энергия магнитного поля). В этой схемах, как правило, рассматривают вертикальные токи, возникающие над активной областью [1]. Считается, что механизм резкого увеличения сопротивления обусловлен увеличением концентрации нейтральных атомов, например вследствие эрупции солнечного волокна.

В данной работе предлагается рассматривать токовую систему, образующиеся в результате взаимодействия нескольких активных областей и факельных полей.

2. ФОРМИРОВАНИЕ ГЛОБАЛЬНЫХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ

В соответствие с динамо моделью Бэбкока-Лейтона [2, 5] магнитное поле активных областей формируется в результате динамо-эффекта, приводящего к генерации сильного тороидального поля и относительно слабого полоидального. Тороидальные магнитные поля всплывают к поверхности, но при этом вследствие α -эффекта происходит разворот силовых трубок, что приводит к преобразованию локальных тороидальных полей в полоидальное магнитное поле вблизи поверхности. Всплывающие магнитные поля биполярных групп разрушаются и исчезают в течение нескольких месяцев. Мы можем предположить, что диссипация магнитного поля происходит в присутствие токов, протекающих вдоль линии раздела магнитных полей разной направленности. При этом вблизи температурного минимума над фотосферой может происходить пересоединение

силовых линий, и как следствие выталкивание вещества в корону и формирование волокон и протуберанцев [6, 11]. Основываясь на наблюдательных фактах о наличии угла между магнитными центрами в биполярной группе к экватору а также принимая во внимание, что в данный момент на Солнце может существовать несколько биполярных групп в различных полушариях можно прийти к выводу о возможном существовании двух кольцевых токов в солнечной атмосфере. Направление токов в разных полушариях совпадает, а значит и совпадает направление формируемого ими магнитного поля (Рис.1). Существование глобальных токовых систем может быть косвенно подтверждено из наблюдений структуры солнечной короны. На рис. 2 представлена сводная синоптическая карта распределения плотности короны в период 1999 года по данным телескопа SOHO/Lasco-2.

Величину тока можно оценить из моделей возникновения токовых слоев [9]. В квазистационарном режиме, когда по краям его не возникают концевые обратные токи, полный ток в слое равен $I = c\zeta b^2/4$, где c - скорость света, ζ - градиент внешнего магнитного поля с обеих сторон, $2b$ - ширина слоя. Если l - длина слоя, то выражение для свободной энергии магнитного поля W , которая накапливается и диссипирует в токовом слое, равна: $W = l \frac{c^2 b^4}{32} \ln \frac{4l^2}{b^2}$. При параметрах токового слоя, типичных для солнечной плазмы: $l \sim 10^{10}$ см, и $b \sim 7 \cdot 10^8$ см, $\zeta \sim 5 \cdot 10^{-7}$ Гс/см, ток в слое равен $I \sim 6 \cdot 10^{11}$ А [10]. Подставляя значение тока I для радиуса Солнца $R_o = 6.96 \cdot 10^{10}$ см, получим оценку возбуждаемого глобального магнитного поля $B \sim 6$ Гс. Это значение по порядку величины соответствует величине магнитного поля на полюсах а следовательно этот механизм может играть свою роль в создании глобального поверхностного магнитного поля.

Таким образом можно предположить, что вследствие всплывания и диссипации биполярных магнитных областей различного масштаба и их развороту вследствие α -эффекта могут появиться замкнутые кольцевые системы токов. Такие замкнутые токовые системы могут участвовать в формировании глобального магнитного поля Солнца. Величина этого поля должна зависеть от мощности цикла активности.

Индуктивность L кругового витка с током радиуса R , в котором ток сосредоточен в трубке радиуса r , равна [1]: $L = 4\pi R [\ln \frac{8R}{r} - \frac{7}{4}]$. Из схемы существования глобальных кольцевых токов (рис.1) можем предположить, что значения R/r может лежать между 10 ± 10^3 . Это дает значение индуктивности $L \sim 50 \cdot R \sim 3,5 \cdot 10^3$ Гн. Магнитная энергия

такого кольцевого тока равна $W = 1/2LI^2$. Для тока силой $I \sim 6 \cdot 10^{11}$ А, энергия составит $W \sim 10^{26} \pm 10^{27}$ Дж, что значительно превосходит энергию крупных солнечных вспышек. Если принять, что время развития вспышки составляет $\tau \sim 10^3$ сек, то напряжение, возникающее при разрыве токовой цепи, составит $V = L\partial I/\partial t \sim LI/\tau = 10^{12}$ В, что может приводить к эффективному ускорению заряженных частиц. Заметим, что индуктивная энергия глобальных токовых систем на два порядка превосходит энергию токовых систем отдельной активной области, оцененную в работе [1].

3. СЦЕНАРИИ РАЗВИТИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

На рис. 3 представлена эквивалентная электрическая схема глобального токового контура. Здесь каждая биполярная группа имеет свой источник ЭДС, сопротивление, паразитную емкость [12] и индуктивность. Кроме этого существует общая индуктивность глобального контура. В моделях токового контура предполагается, что выделение энергии может быть вызвано увеличением сопротивления в токовом контуре, приводящим к электрическому пробое, обуславливающему быстрое выделение энергии. В случае глобальных токовых систем этот механизм разрыва токовой системы также может рассматриваться в качестве основного. Существует несколько механизмов, реализующих такую возможность.

i) Увеличение сопротивления токового контура, можно связать с эрупцией волокон перед солнечными вспышками [12]. Относительно холодное и слабоионизованное вещество солнечных волокон имеет значительно большее электрическое сопротивление, чем корональная плазма. В том случае, когда эрупция волокна происходит на пути глобального тока, этот процесс можно представить резким увеличением сопротивления R .

ii) Разрыв глобального токового слоя может быть также обусловлен всплывающим магнитным потоком [3]. В этом случае всплывающая петля магнитного поля прокладывает себе путь в окружающем пространстве, поднимая токовый слой глобального контура. В рамках этой модели мы можем предположить, что сопротивление плазмы в токовом слое остается очень малым до тех пор, пока отношение тока к массовой плотности не превысит порог возникновения микронеустойчивости. Когда это происходит, сопротивление становится аномально большим и происходит выделение энергии.

iii) Мы можем принять во внимание, что всплытие новых групп активности, первоначально, приводит к созданию локальных токовых систем, не подключенных к контуру глобальной токовой системы. В процессе развития, отдельные токовые системы подключаются к общему токовому контуру, при этом происходит топологическое изменение токового контура, изменение его индуктивности и, как следствие, выделение энергии.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Гранта РФФИ 06-02-16333 и программы "Программы Нестационарные процессы в астрономии".

-
1. H. Alfven and P. Calqvist, Solar Phys., , **1**, 220, (1967).
 2. H.W. Babcock, Astrophys. J. , **133**, 572, (1961).
 3. J. Heyvaerts, E.R. Priest, D.M. Rust, Astrophys. J. , **216**, 123, (1977).
 4. G. Jacobsen and P. Calqvist, Icarus, **3**, 270, (1964).
 5. R.B. Leighton, Astrophys. J. , **140**, 1547, (1964).
 6. Yu. E. Leighton and B. V. Somov, Solar Phys. , **151**, 265, (1994).
 7. D.B. Melrose, Aust. J. Phys., **46**, 167, (1993).
 8. Э. Прист, Т. Форбс, Магнитное пересоединение М. Физматлит, 591, (2005).
 9. С.И. Сыроватский, Изв. АН. Сер. Физ., **39**, 359, (1975).
 10. С.И. Сыроватский, Письма в Астрон. Журн., **2**, 35, (1976).
 11. А.Г. Тлатов, В.В. Васильева, в сб. трудов конф. в сб. трудов конф. "Современные проблемы солнечной цикличности С. Петербург, 410, (1997).
 12. V. V. Zaitsev and A. V. Stepanov, Solar Phys. , **139**, 343 (1992).

GLOBAL CURRENT SYSTEMS AS AN ENERGY SOURCE OF SOLAR FLARES

A. G. Tlatov

In article the mechanism of formation global current systems is suggested. Such currents can originate because reconnection of several bipolar magnetic regions. Thus there is a magnetic field forming a global magnetic field of the Sun. Also global current systems can effectively accumulate energy for solar flares.

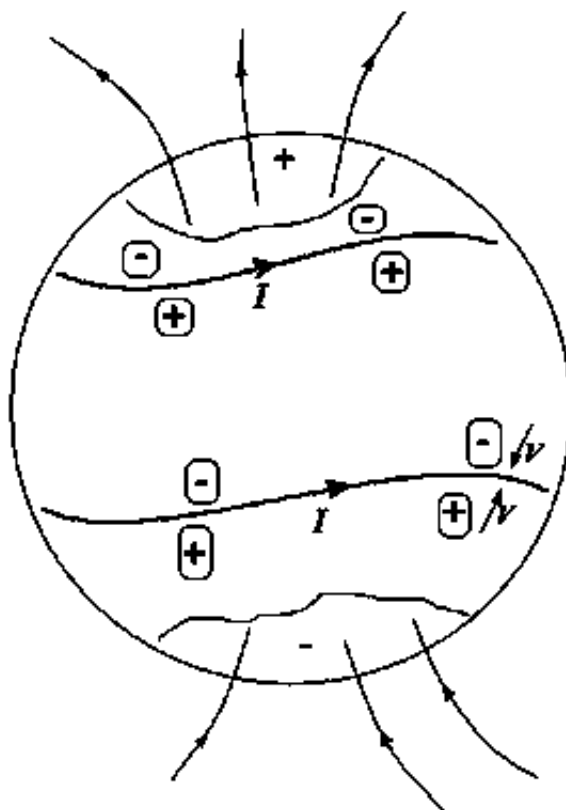


Рис. 1. Схема формирования кольцевых токов, возникающих при диссипации биполярных областей.

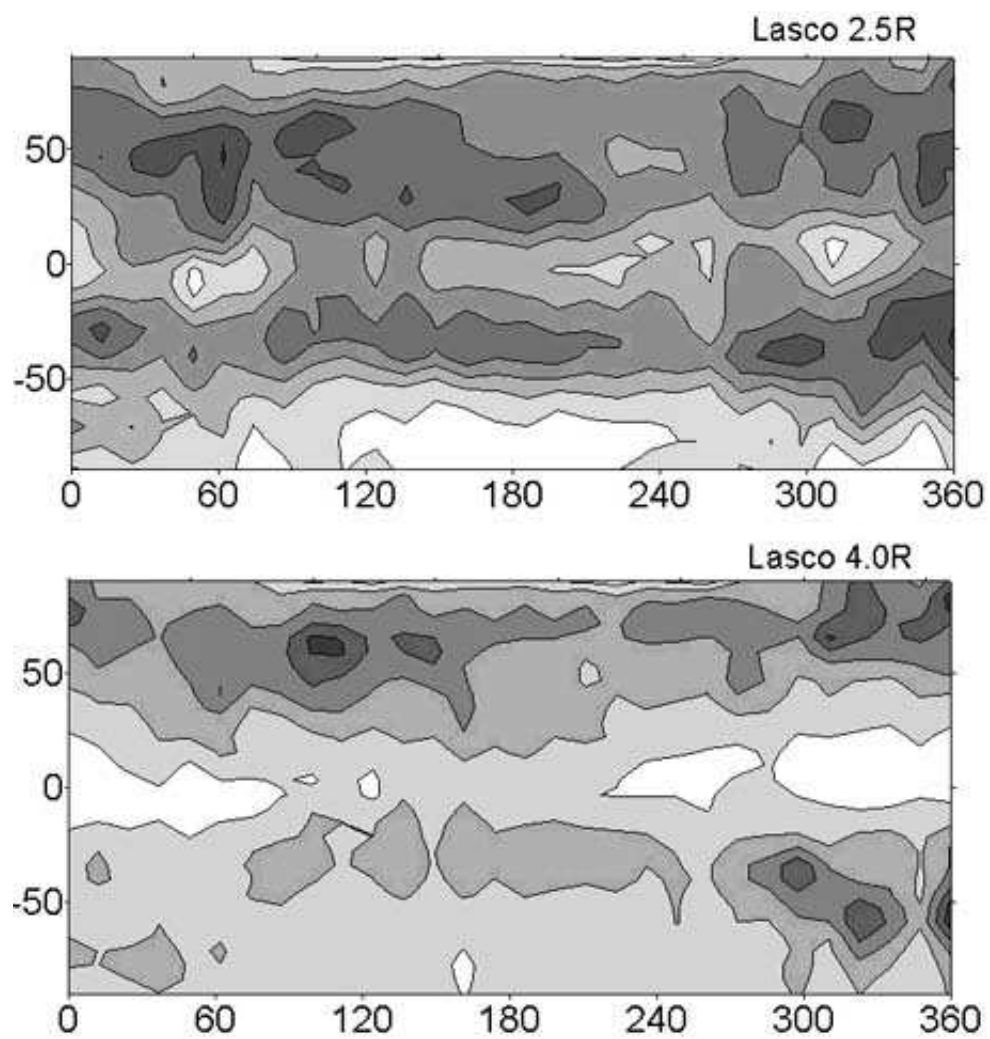


Рис. 2. Сводная синоптическая карта для оборотов 1944-1957 (1999 г.) распределения яркости короны на высотах $2.5 \cdot R$ и $4.0 \cdot R$ по данным наблюдения коронографа SOHO-Lasco.

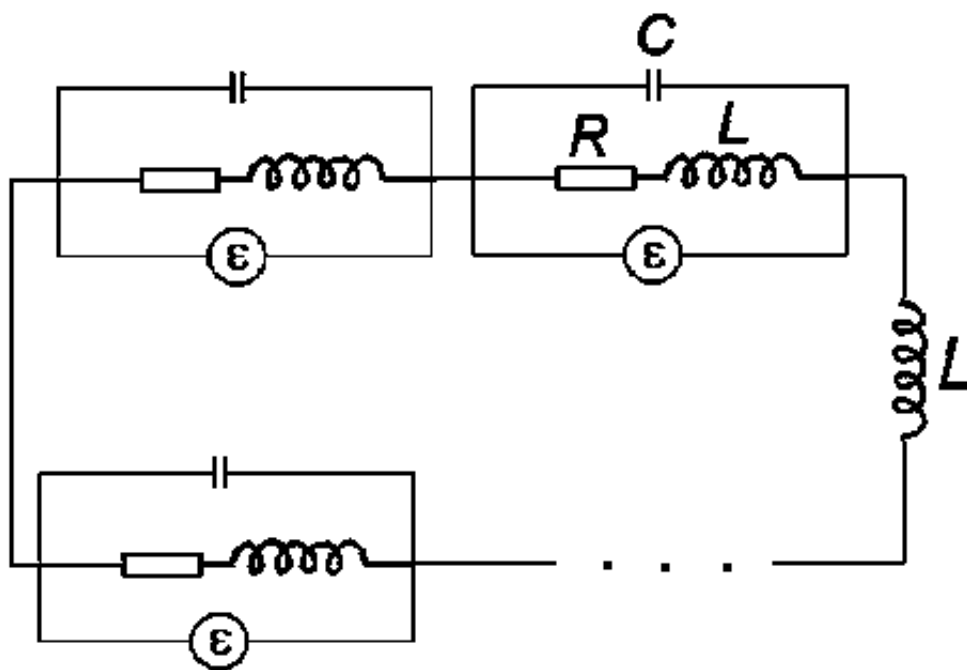


Рис. 3. Эквивалентная электрическая схема глобального тока.

Микроволновый источник над нейтральной линией – источник под токовым слоем

А.М. Уралов,¹ Г.В. Руденко,¹ В.В. Гречнев,¹
И.Г. Руденко,¹ Х. Накаджима,² К. Шибасаки²

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН,
Россия, 664033, Иркутск а/я 4026; ул. Лермонтова 126*

²*Радио Обсерватория Нобеяма, Minamitaki,
Minamisaki, Nagano 384-1305, Япония*

Показывается физическая связь квазистационарных микроволновых источников над нейтральной линией фотосферного магнитного поля (Neutral Line associated Sources – NLS) с местами энерговыделения в короне активной области (АО). Предметом исследования является АО 10488 периода октябрь/ноябрь 2003. Основу экспериментального материала составляют данные наблюдений на Радиогелиографе Нобеяма, 17 и 34 ГГц. Используются магнитограммы SOHO/MDI и изображения, полученные на Сибирском Солнечном Радиотелескопе (5.7 ГГц). Анализ эволюции АО обнаруживает впечатляющую цепочку явлений: рождение и столкновение двух биполярных магнитных структур; рост размеров и высоты главного магнитного сепаратора; появление под ним NLS; всплесковый шум NLS; микроволновое излучение вспышки X2.7 стартует в NLS; всплывший радиоисточник обретает форму петли, основания которой остаются в NLS; вершина петли движется вверх вдоль вертикальной стержнеобразной структуры, видимой на 34 ГГц в самом начале вспышки. Все это происходит внутри центрального магнитного домена АО. Предвсплывший 34 ГГц стержень мы связываем с положением и формой диффузионной области – местом максимального энерговыделения внутри протяженного токового слоя. Излучение квазистационарного 17 ГГц NLS сосредоточено в основаниях и вершине *петли NLS*, соединяющей два сближающихся солнечных пятна. Значительную часть времени доминирует излучение из того основания петли, где сильнее магнитное поле. Тогда NLS обладает характеристиками обычного радиоисточника над солнечным пятном, однако центр его яркости заметно смещен к перифе-

рии пятна в сторону нейтральной линии. Вершина петли NLS расположена под токовым слоем, в основании диффузионной области. Сочетание петли NLS и диффузионной области – основа конструкции микроволнового источника над нейтральной линией.

1. ВВЕДЕНИЕ

В микроволновом излучении активных областей существует два типа квазистационарных компактных источников. Первый тип – достаточно хорошо понятые классические гирорезонансные источники над одиночными солнечными пятнами. Ко второму типу следует отнести источники, расположенные над нейтральной линией фотосферного магнитного поля или очень близко к ней (Neutral Line associated Source – NLS). Существование NLS можно считать установленным фактом. С момента обнаружения ([8]; Westerbork Synthesis Radio Telescope, 4.9 ГГц) они исследовались на радиотелескопах: Very Large Array (4.9, 8.4 и 15 ГГц); Сибирском Солнечном Радиотелескопе (ССРТ, 5.7 ГГц); РАТАН-600. Связь этих источников с волокнами активных областей, рентгеновскими петлями, AFS, EFR и солнечными вспышками обсуждалась многими астрономами [1, 3–5, 7, 9–12, 17, 18, 20, 21, 25]. Тем не менее, происхождение NLS до сих пор не понято.

Исследования, проведенные на спектральном комплексе РАТАН-600 (одномерные сканы Солнца), привели к выводу о пекулярном характере радиоизлучения таких источников [1, 4, 5, 7]. Пекулярность заключалась в том, что по ряду признаков эти источники нельзя было интерпретировать как обычные компоненты радиоизлучения активной области – источники над пятнами, флоккулами, излучение корональной конденсации. Главным признаком этих источников был необычайно резкий спад потока излучения в сторону коротких длин волн. Они имели умеренную степень круговой поляризации (5 – 30%), а их спектральный максимум соответствовал длинам волн больше 3 см. Подобные характеристики можно объяснить в рамках однородной модели с помощью гиротронного механизма излучения либо очень горячей тепловой плазмы с температурой $\geq 10^7$ К, либо популяции энергичных частиц. Для этого следует предположить, что горячая плазма или нетепловые частицы обусловлены какой-то связью NLS с местами постоянного энерговыделения в магнитосфере активной области (АО),

например, с токовыми слоями. Такие соображения были высказаны упомянутыми авторами. Следует, однако, осознавать приближенность оценки роли того или иного механизма радиоизлучения в формировании спектра NLS до тех пор, пока неизвестны как геометрия, так и точное расположение самого источника.

Упомянутые наблюдения пекулярных источников на РАТАН-600 были ограничены снизу длиной волны 2 см и поэтому было трудно судить о присутствии таких источников на более коротких длинах волн. Компактные и очень яркие NLS, с яркостной температурой до 10^6 К, были обнаружены на частоте 17 ГГц (длина волны 1.76 см; радиогелиограф Нобеяма – NoRH) при анализе двумерных изображений целого ряда активных областей, производящих мощные рентгеновские вспышки и корональные выбросы массы [22–24]. Пока невозможно ответить на вопрос, имеют ли исследованные 17 ГГц NLS отношение к открытым на РАТАН-600 пекулярным источникам. Соответствующий анализ по ряду причин представляет собой отдельную и непростую задачу. Ее решение – дело времени. Однако сразу можно сделать несколько замечаний.

Сравнение 17 ГГц (NoRH) и 5.7 ГГц (CCPT) изображений АО, содержащих NLS, обнаруживает маскировку 5.7 ГГц NLS фоновым гирорезонансным излучением АО, несовпадение положений 17 ГГц и 5.7 ГГц NLS, существенное уменьшение их размеров с длиной волны, иногда не очень существенное различие их яркостных температур (например, 10^6 К на 17 ГГц и 2×10^6 К на 5.7 ГГц). Степень круговой поляризации 17 ГГц NLS может достигать 90%, поэтому при сопоставлении 17 ГГц изображений АО в поляризации (параметр Стокса V) и интенсивности (I) реальные NLS часто выглядят как обычные гирорезонансные радиоисточники над солнечными пятнами. Такое внешнее сходство предполагает присутствие заметного вклада гирорезонансного механизма в излучение NLS в целом ряде случаев. С другой стороны – усложняет проблему распознавания 17 ГГц NLS. В дополнение к этому не всегда успешной оказывается процедура сопоставления микроволновых изображений с регулярными магнитограммами продольной составляющей фотосферного магнитного поля (например, SOHO/MDI). Это может быть связано с ошибками инструментального характера, но основной причиной является проекционный эффект. Метод корректной идентификации 17 ГГц NLS предложен в работе [23] и основан на факте расположения NLS над нейтральной линией радиального магнитного поля в местах, где значение тангенциальной составляющей имеет максимум. Такая связь с магнитной структурой отражает особенность NLS как

источников, излучение которых сосредоточено в низких магнитных петлях, соединяющих близкие пятна разной полярности. Наличие сильного магнитного поля необходимо для запуска гирорезонансного и/или гиросинхротронного механизмов излучения. Есть основания полагать, что тепловой гирорезонансный и нетепловой гиросинхротронный механизмы ответственны за 17 ГГц излучение NLS в общем случае.

Однако даже знание механизмов излучения NLS в широком спектральном диапазоне не дает ответ на вопросы: Что такое NLS? Как они появляются и живут? Действительно ли они связаны с большими вспышками и, если да, какова природа этой связи? В чем сходство и принципиальное отличие NLS от радиоисточников над спокойными пятнами?

В настоящей статье мы показываем четкую связь между условиями развития АО, появлением 17 ГГц NLS и началом вспышечного процесса. Наша аргументация опирается на анализ эволюции АО и микроволновых изображений больших и малых вспышек. Основой объем экспериментального материала составляют данные наблюдений на частотах 17 и 34 ГГц (NoRH). Используются магнитограммы SOHO/MDI и изображения на частоте 5.7 ГГц (CCRT). Предметом исследования является активная область NOAA 10488 периода октябрь/ноябрь 2003. Активные области 10484, 10486 и 10488 этого периода произвели серию X-вспышек и в каждой из областей были обнаружены 17 ГГц NLS, всего 7 таких источников [23]. Мы рассмотрим эволюцию одного из них.

Свое рассмотрение начнем в Секции 2 с общего взгляда на многодневную эволюцию АО 488: рождение двух биполярных структур; сближение, сдвиг и рост магнитных зарядов; рост размеров и высоты главного магнитного сепаратора, рассчитанного в потенциальном приближении и близко соответствующего квадруполью из четырех главных магнитных зарядов. Эти факторы определяют способность области к производству сильных вспышек. В Секции 3 показано рождение 17 ГГц NLS 31 октября и 1 ноября в месте контакта пятен противоположной полярности: смещение максимума интенсивности излучения из центральных частей сближающихся пятен к нейтральной линии, в область максимальных значений тангенциальной составляющей магнитного поля. NLS становится главным источником всплескового шума в микроволновом излучении АО. Секции 3.3 и 4 содержат анализ двух вспышек, очень слабой и вспышки X2.7, произошедших 2 и 3 ноября соответственно. Их микроволновые изображения на частотах 17 и 34 ГГц одинаковым образом показывают появление и подъем излучающей петли, основания которой остаются в структуре NLS. Во вспышке X2.7 вершина этой петли

движется вверх вдоль стержнеобразной структуры, видимой на 34 ГГц в самом начале вспышки. Все это происходит глубоко внутри центрального магнитного домена, под главным магнитным сепаратором АО. Предвспышечный 34 ГГц стержень мы связываем с положением и формой диффузионной области внутри предвспышечного токового слоя. В Секции 5 подводятся итоги. Квазистационарный 17 ГГц NLS интерпретируется как сложный радиоисточник внутри биполярной магнитной структуры, расположенной под квазистационарным токовым слоем.

2. ОБЩИЙ ВЗГЛЯД НА ЭВОЛЮЦИЮ АО 488

АО 488 образовалась в результате сближения двух биполярных структур, появившихся друг за другом в западной части солнечного диска 26/27 октября 2003. 28 октября АО прошла центральный меридиан и 4 ноября вышла на западный лимб. Микроволновый NLS появился 31 октября в месте контакта пятен противоположной полярности, объединенных общей полутенью и до этого принадлежавших разным биполярным структурам. Две гомологичных вспышки X2.7 и X3.9 произошли в этой области 3 ноября. Микроволновое изображение вспышки X2.7 представляет петлю, стартующую в NLS. Вспышка X3.9 произошла вне интервала наблюдений NoRH.

2.1. Рождение и столкновение двух биполярных областей

Рис. 1 показывает рождение и столкновение двух биполярных структур, приведшее к образованию АО 488. Изображения – фрагменты магнитограмм MDI. Положения и размеры всех фрагментов идентичны в кэррингтоновской системе координат, а их центры провернуты на центральный меридиан. Первое изображение показывает присутствие первой магнитной структуры, появившейся 26 октября. Два последующих изображения показывают рождение второй биполярной структуры внутри площадки, обведенной кружком. В обеих структурах лидирующей является N-полярность, хвостовой – S-полярность. В оптике, SOHO/MDI 6767 Å, им соответствуют пятна, размеры которых растут. Со временем лидирующее пятно второй структуры сближается с неподвижным хвостовым пятном первой структуры и огибает его сверху, как непреодолимое препятствие. При просмотре фильма, состоящего из магнитограмм с 96 мин. скважностью, это

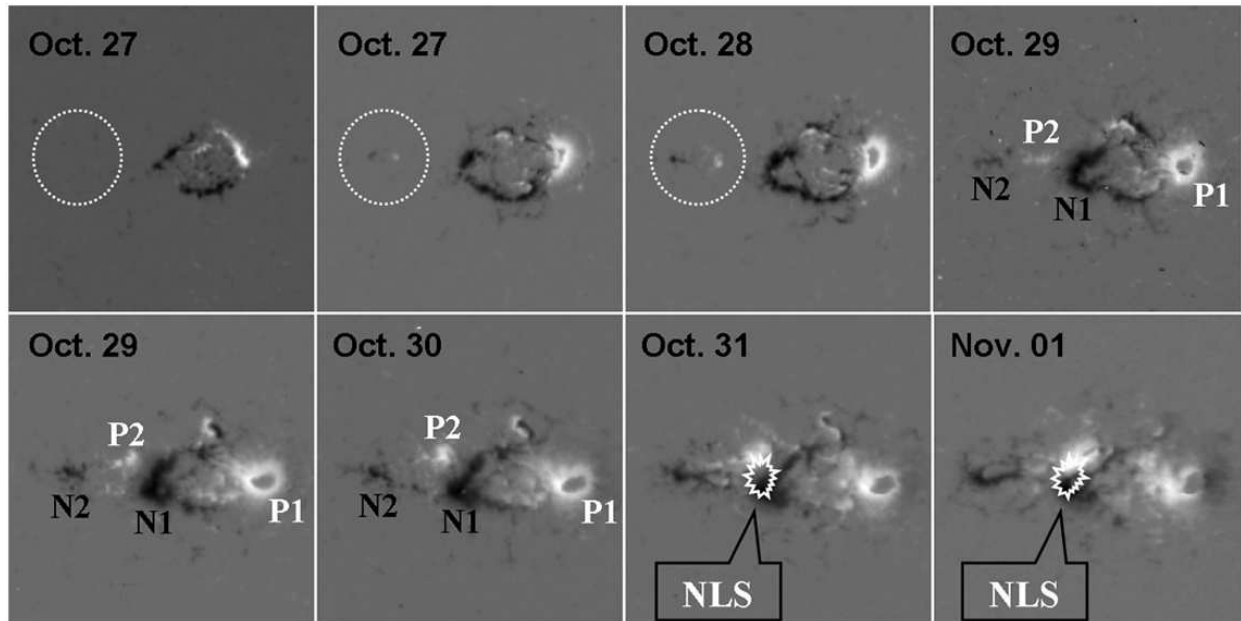


Рис. 1. Выборка из последовательности магнитограмм MDI 27 октября – 1 ноября 2003.

Белый цвет – N, черный – S-полярность. Видно рождение и взаимодействие двух биполярных структур, приведшее к образованию АО 488. На двух последних изображениях показано место рождения 17 ГГц NLS.

выглядит как столкновение. С 30 октября эти пятна имеют уже сопоставимые размеры и образуют общую полутень. 31 октября/1 ноября в месте их контакта появляется 17 ГГц NLS и его примерное положение показано на последних двух изображениях Рис. 1.

2.2. Квадруполь. Сближение, сдвиг, рост магнитных зарядов и высоты магнитного сепаратора

Имея в виду последующее сопоставление микроволновых структур, обнаруженных в ходе изучения NLS, с топологической структурой АО, воспользуемся методом магнитных зарядов. В контексте настоящего исследования этот метод выглядит оптимальным, поскольку нас интересуют лишь масштабы и расположение главного магнитного сепаратора. Более глубокий анализ, приводящий к замене сепаратрисных поверхностей квази-сепаратрисными слоями, а сепаратора – сепараторным объемом или Hyperbolic Flux Tube (см. например, [2, 6]) выглядел бы явным превышением наших возможностей и необходимой точности численных расчетов. Мы используем алгоритм и схему численного расчета магнитной структуры, описанные в работе [13]. Есть, однако, весьма

серьезное обстоятельство, ограничивающее применимость метода магнитных зарядов вообще и в нашем случае в частности. Корректное использование этого метода требует знания нормальной к солнечной поверхности составляющей магнитного поля. В случае АО вдали от центра солнечного диска, эту составляющую приходится рассчитывать. Существуют два метода такого расчета, метод Сакураи [16] и метод, основанный на алгоритме Руденко [14]. В этом и последующих разделах мы используем второй метод. Для удобства будем называть его методом корональных магнитограмм. Магнитограммы радиального, B_r , и модуля, B_t , тангенциального магнитного поля рассчитываются в потенциальном приближении на различных высотных срезах магнитосферы АО. Метод корональных магнитограмм использовался нами для идентификации 17 ГГц NLS в солнечных активных областях и кратко описан в работе [23].

Рис. 2 показывает фотосферные B_r -магнитограммы АО 488, экстраполированные из MDI магнитограмм продольного поля после их усреднения по четырем пикселям. Как и на Рис. 1, центры изображений повернуты на центральный меридиан. 1 ноября западная часть АО 488, а 2 ноября почти вся АО были очень близко к лимбу, на расстояниях более 0.9 солнечных радиуса от центра солнечного диска. Это, безусловно, повлияло на качество экстраполированных магнитограмм. Как и на Рис. 1, белый и черный цвета соответствуют N и S-полярности. Контурные соответствуют значению $B_r=100$ гс. Жирные контуры ограничивают четыре площадки, магнитные потоки которых доминируют и составляют основу для расчета положений и величины магнитных зарядов. Несмотря на известный произвол в выборе положений и числа зарядов, факт доминирования четырех главных магнитных зарядов в эволюции АО с очевидностью следует из Рис. 1. Положительные заряды обозначены P1 и P2, отрицательные – N1 и N2. Индексу 1 соответствуют главные магнитные заряды первой биполярной магнитной структуры, индексу 2 – второй, родившейся сутками позже. Четыре заряда образуют квадруполь. Расположение зарядов P1, N1 и N2 относительно друг друга мало изменяется в показанный на Рис. 2 период 29 октября – 3 ноября. В свою очередь заряд P2 обнаруживает существенное перемещение. Магнитная область P2 сближается с магнитной областью N1 и огибает ее, двигаясь на запад. Соответствующий заряду N1 магнитный поток практически не изменяется с 29 по 31 октября, оставаясь на уровне 13×10^6 максвелл, а затем слегка уменьшается 1 и 2 ноября. В то же время магнитный поток P1 непрерывно растет с 0.8×10^6 29 октября до 11×10^6 максвелл 3 ноября.

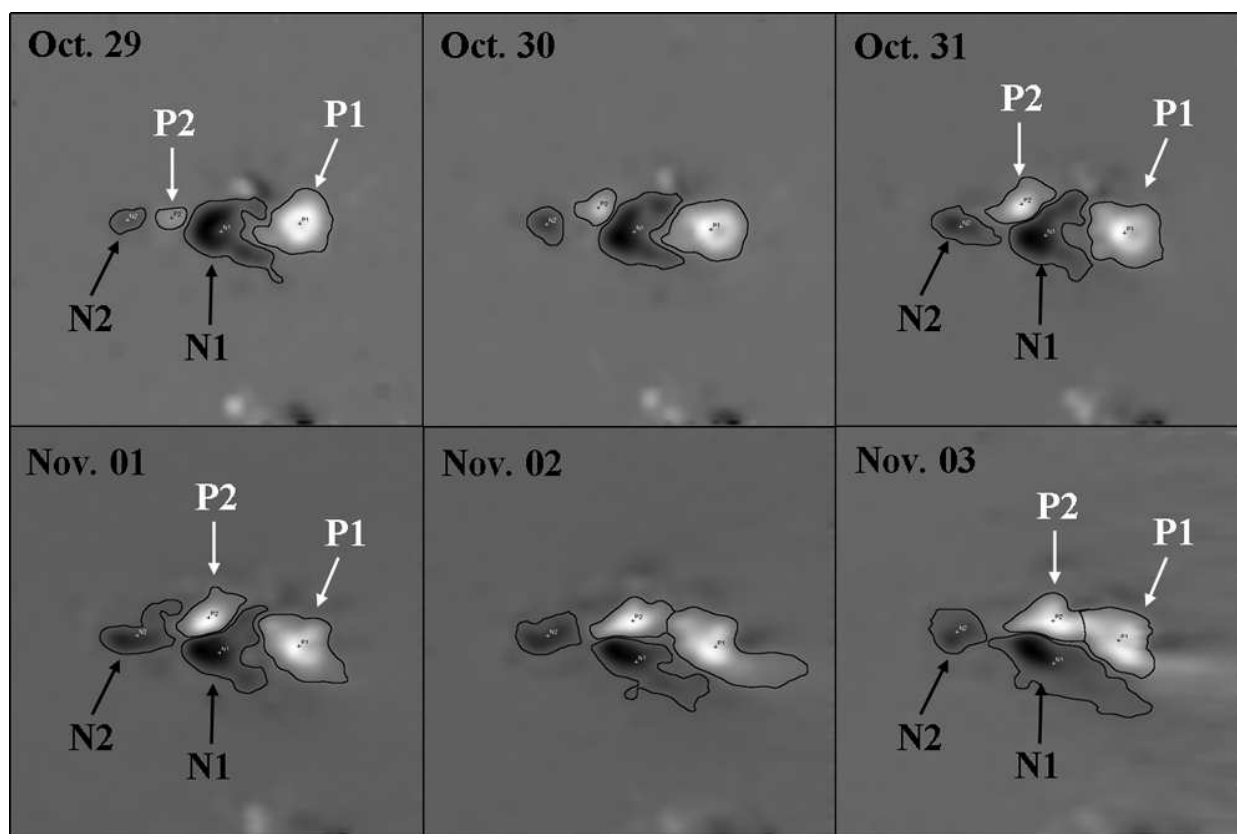


Рис. 2. B_r -магнитограммы АО 488 с 29 октября по 3 ноября 2003, 04:48 UT. Белый цвет – N, черный – S-полярность. Жирные контуры ограничивают площадки, магнитные потоки которых доминируют и составляют основу для расчета величин и положений магнитных зарядов: положительных P1 и P2, отрицательных – N1 и N2. Четыре заряда образуют изменяющийся квадруполь.

Следует осознавать, что величины магнитных потоков носят приближенный характер. Этому есть несколько причин: грубость потенциального приближения, используемого для экстраполяции магнитного поля и близость АО к солнечному лимбу 2 и 3 ноября; несовершенство магнитограмм MDI в области больших магнитных полей, скажем, более 2000 гс. Последнее обстоятельство проявляется в виде дыр, присутствующих внутри магнитной области P1 с 27 октября, и N1 – с 31 октября/1 ноября. Качественный учет всех этих факторов позволяет говорить о примерном постоянстве величин магнитных потоков P1, N1 и непрерывном росте потоков P2, N2 в период с 29 октября до выхода области на западный лимб. 17 ГГц NLS появляется 31 октября/1 ноября в месте плотного контакта магнитных областей P2 и N1. К этому времени растущий поток P2 становится сопоставимым по величине с потоком N1.

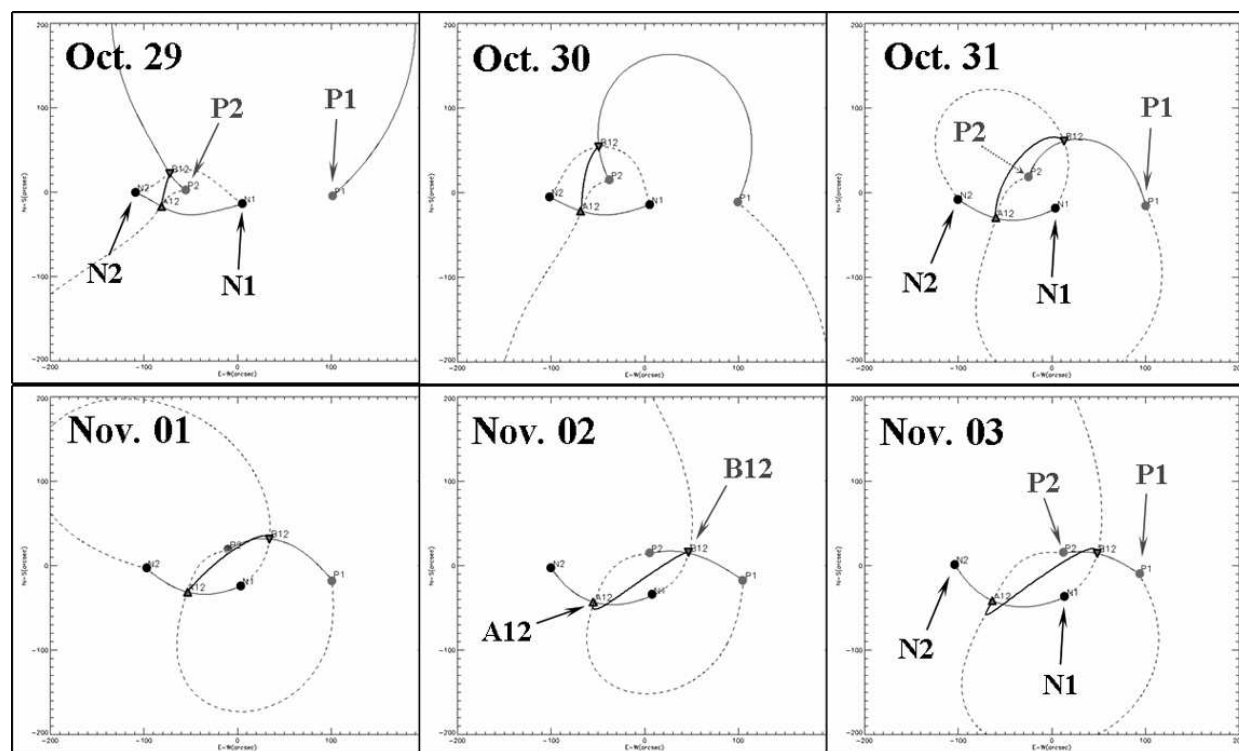


Рис. 3. Вид сверху на АО 488. Вдоль осей координат – расстояние: одно деление – $10''$.

Магнитный сепаратор выделен жирной сплошной линией. A12 и B12 – нулевые точки. Тонкие сплошные и пунктирные линии – пересечения сепаратрисных поверхностей с фотосферой. P1 и P2 – положительные, N1 и N2 – отрицательные магнитные заряды. Расчет выполнен для

B_r -магнитограмм Рис. 2.

Рис. 3 и 4 дают представление о расположении и размерах сепаратора, рассчитанного методом магнитных зарядов для B_r -магнитограмм Рис. 2. Используются те же обозначения, что и в работе [13]. Рис. 3 показывает вид сверху на активную область, Рис. 4 – сбоку. Сепаратор показан жирной сплошной линией. Его основаниями на фотосфере являются нулевые точки, отрицательные A12 и положительные B12. Тонкие сплошные и пунктирные линии – пересечения сепаратрисных поверхностей с плоскостью фотосферы. Из них тонкие сплошные – линии типа spine. Расстояние вдоль осей x, y, z отложено в угловых секундах. Малый размер и асимметричное расположение сепаратора на первых двух изображениях обусловлено большим различием величин магнитных зарядов: $(P2, N2)/(P1, N1) \approx 16$ и $(P2, N2)/(P1, N1) \approx 6$ соответственно 29 и 30 октября. Со временем это различие уменьшается и 1–3 ноября вертикальная проекция сепаратора на фотосферу почти целиком располагается внутри фотосферных границ центрально-

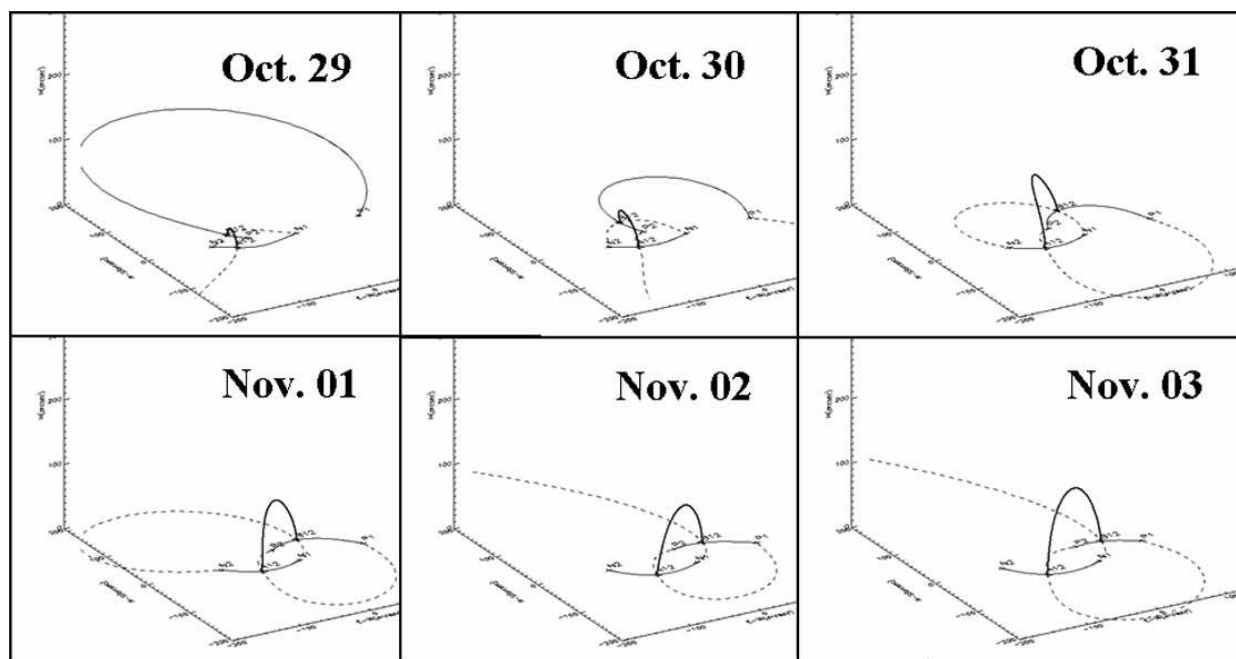


Рис. 4. То же, что и на Рис. 3. Вид сбоку.

го магнитного домена (Рис. 3). Вращение сепаратора по часовой стрелке обусловлено, главным образом, перемещением и ростом величины магнитного заряда P2. С 29 октября по 3 ноября высота сепаратора непрерывно растет, с ≈ 13 тыс. км до ≈ 69 тыс. км. Мы также рассчитывали топологическую структуру АО 488, разбивая ее на 12 магнитных зарядов. При этом главный сепаратор, соответствующий изображенному на Рис. 3 и 4, почти не изменял свое положение и форму.

Резюмируем результаты Секции 2. В первом, главном приближении, магнитосферу АО 488 следует рассматривать как квадрупольную. Разделим два фактора, рост магнитного потока и смещение магнитных зарядов. Рост высоты магнитного сепаратора обусловлен, главным образом, ростом потока двух магнитных зарядов P2 и N2. Такая асимметрия означает необходимость перераспределения магнитного потока между четырьмя магнитными доменами. (Одновременное изменение в n раз величин четырех неподвижных зарядов не повлияет на положение сепаратора.) В условиях вмерзновенности магнитного поля в плазму такое перераспределение происходит не сразу и возможно только при учете диффузии магнитных потоков в токовых слоях. Поэтому факт роста высоты сепаратора потенциального приближения при асимметричном росте неподвижных магнитных зарядов автоматически означает необходимость диссипации тока. Что касается фактора движения, в частности сближения магнитных потоков и соответству-

ющих им магнитных зарядов при сохранении их величин, то этот фактор достаточно изучен и также приводит к формированию токовых слоев. Отчетливое присутствие обоих указанных факторов на фоне достаточно сильных магнитных полей имеет место в нашем случае и указывает на способность области к производству сильных вспышек.

3. ИСТОЧНИК НАД НЕЙТРАЛЬНОЙ ЛИНИЕЙ

3.1. Идентификация NLS

Процедура идентификации 17GHz NLS описана в статье [23] и в случае АО 488 состоит в факте расположения этого радиоисточника над линией инверсии радиального (вертикального, B_r) магнитного поля в том месте, где модуль тангенциальной (горизонтальной, B_t) магнитной составляющей имеет абсолютный максимум. Рис. 5 демонстрирует это обстоятельство. В верхнем ряду – карты интенсивности (I) излучения на частоте 17 ГГц (полутон) и B_r -магнитограммы (контуры) АО 488, в нижнем ряду – B_t -магнитограммы (полутон) и снова B_r -магнитограммы (контуры) верхнего ряда. Изображения первой, второй и третьей колонок соответствуют 30, 31 октября и 1 ноября. B_r и B_t -магнитограммы экстраполированы из фотосферных магнитограмм продольного поля и соответствуют высоте 2 тыс.км. Это значение достаточно условно и призвано отражать высоту перехода от холодной хромосферы к горячей короне.

Два радиоисточника присутствуют на изображениях верхнего ряда Рис. 5. Правый – обычный гирорезонансный источник над лидирующим солнечным пятном P1. На изображениях нижнего ряда этому пятну соответствует провал в распределении модуля тангенциальной составляющей магнитного поля. С первого по третий день яркостная температура источника над пятном P1 уменьшилась с 7×10^5 К до 3×10^5 К. Левый радиоисточник (его положение указано стрелками вверх) ассоциируется с пятном N1 в первый день. Однако в конце второго дня, 31 октября, этот источник сместился к нейтральной линии между пятнами P2, N1 и трансформировался в NLS. На третий день, 1 ноября, излучение NLS доминирует, его яркостная температура превышает 8×10^5 К и он располагается практически точно в месте, где модуль тангенциального магнитного поля достигает максимальных значений. Заметим, что рассчитанная из MDI магнитограмм в потенциальном приближении напряженность полного магнитного поля в этом

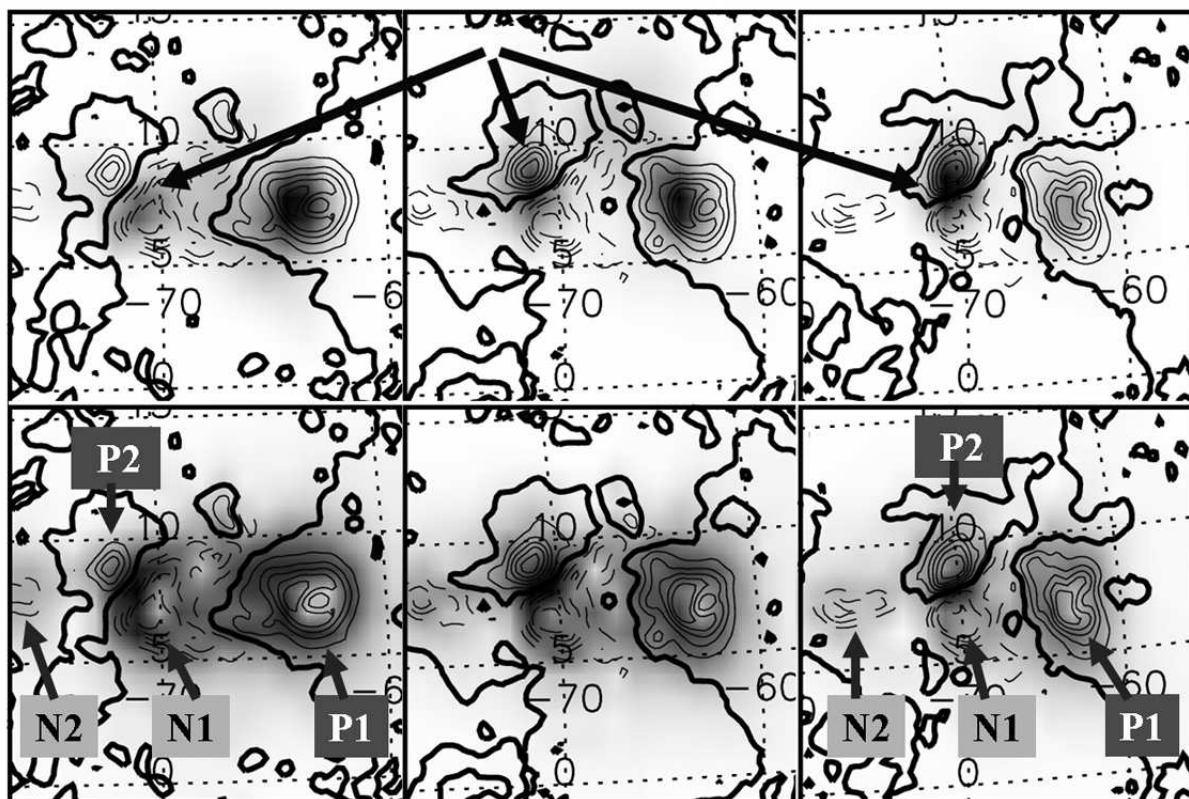


Рис. 5. Верхний ряд – карты интенсивности излучения на частоте 17 ГГц (полутон) и B_r -магнитограммы (контуры) АО 488; нижний ряд – B_t -магнитограммы (полутон) и B_r -магнитограммы (контуры) верхнего ряда. Первая и вторая колонки – 30, 31 октября, третья – 1 ноября. Тонкие сплошные контуры – положительная, пунктирные – отрицательная магнитная полярность. Жирные линии – нейтральные линии, разделяющие разные полярности. Солнечное вращение скомпенсировано. Система координат – кэррингтоновская. Стрелки вверх указывают место рождения NLS. 17 ГГц: 30 октября, 03:40 UT; 31 октября, 04:30 UT; 1 ноября, 04:10 UT. Магнитограммы: 30 октября, 03:11 UT; 31 октября и 1 ноября, 04:47 UT.

месте превысила напряженность полного поля в лидирующем пятне P1. Это обстоятельство является сильным аргументом в пользу присутствия гирорезонансного механизма в излучении NLS.

На частоте 34 ГГц квазистационарный NLS проявляет себя лишь во время достаточно сильных радиовсплесков, оставаясь невидимым на этой частоте все остальное время. Причина, видимо, простая – в величине магнитного поля, недостаточной для обеспе-

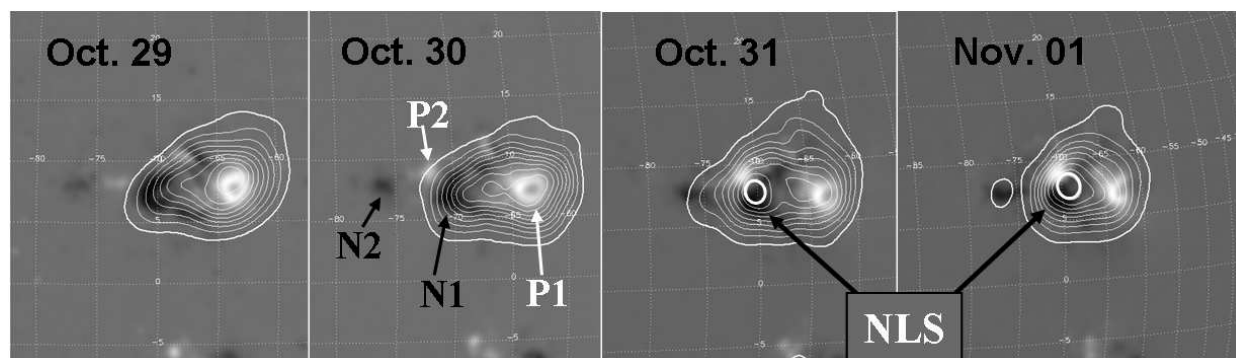


Рис. 6. Карты интенсивности излучения на частоте 5.7 ГГц (контуры) и B_r -магнитограммы (полутон) АО 488. Белый цвет – N, черный – S-полярность. 5.7 ГГц: 29 октября, 03:07 UT; 30 октября, 03:36 UT; 31 октября, 04:27 UT; 1 ноября, 04:08 UT. Магнитограммы: 29 и 30 октября, 03:11 UT; 31 октября и 1 ноября, 04:47 UT.

ния заметного теплового гирорезонансного, или гиросинхротронного излучения на этой частоте. Кстати, то же самое можно сказать и про радиоисточники над одиночными солнечными пятнами.

На частоте 5.7 ГГц присутствие квазистационарных NLS заметно во многих случаях и в нашем случае, в частности. Более того, существует соответствие изображений АО 488 на 5.7 ГГц (Рис. 6) и 17 ГГц (Рис. 5) как в расположении, так и яркости источников. Контуры на Рис. 5 показывают распределения интенсивности излучения АО 488 на частоте 5.7 ГГц 29, 30, 31 октября и 1 ноября. Полутон – B_r -магнитограммы, те же, что и на Рис. 5. 29 и 30 октября максимум интенсивности излучения АО располагается над лидирующим солнечным пятном P1 и соответствует яркостным температурам 4.2×10^6 K и 2×10^6 K. 31 октября и 1 ноября максимум 5.7 ГГц излучения АО смещается в положение, близко соответствующее положению 17 ГГц NLS. 1 ноября этот 5.7 ГГц источник доминирует и его яркостная температура составляет не менее 2×10^6 K. Несмотря на существенное различие размеров 17 ГГц и 5.7 ГГц изображений, расположение и время появления этого 5.7 ГГц источника не оставляют сомнений в его взаимосвязи с 17 ГГц NLS. Следует заметить, что в целом, 5.7 ГГц изображение АО 488 неплохо вписывается в огибающую изоконтуров модуля магнитного поля, соответствующего 4-й гармонике гирочастоты электронов. Это излучение маскирует 5.7 ГГц излучение реального NLS.

3.2. Рождение NLS и всплесковый шум

Как следует из Секции 3.1, рождение NLS состоялось 31 октября. Рис. 7 и 8 дают представление о том, как это происходило. Рис. 7a,b показывают характерные изображения АО 488 в этот день. Частота – 17 ГГц, параметр Стокса – I, интервал следования кадров – 1 мин. Порядок следования кадров – слева направо, сверху вниз. Символами P1, N1 и P2 обозначены три радиоисточника, расположенных над пятнами P1, N1 и P2 соответственно. В конечном итоге ансамбль источников N1 и P2 послужит основой структуры 17 ГГц NLS. Эти радиоисточники обнаруживают взаимосвязь, отчетливо заметную во время небольших всплесков. Изображения источников N1 и P2 во время двух таких всплесков показаны на Рис. 7a (на Рис. 8a им соответствует интервал отсчетов 103–110). Первые два кадра – до всплеска; третий и четвертый кадры – вблизи максимума и на фазе спада первого всплеска; пятый кадр, первый слева в нижнем ряду, – между первым и вторым всплесками; последние три – подъем, максимум и спад второго всплеска. Третий кадр ясно показывает появление в максимуме всплеска третьего источника, лежащего между N1 и P2. Следы соединяющей их петли сохраняются на четвертом кадре. Источники N1 и P2 находятся в основании этой петли. Для удобства изложения, магнитную петлю, соединяющую радиоисточники N1 и P2, будем называть *петлей NLS*. Второй всплеск происходит в основании P2 петли NLS. Рис. 7b тоже показывает небольшой радиовсплеск, но уже спустя полтора часа (интервал отсчетов 202–208 на Рис. 8a). Первые два кадра – начало и рост радиовсплеска; третий и четвертый кадры – вблизи максимума всплеска; пятый–седьмой – спад и конец всплеска. Все еще хорошо видно присутствие источников N1 и P2 и также видна петля NLS в максимуме и на спаде всплеска.

В течение дневного интервала наблюдений 01 ноября NLS имеет практически неизменную форму размытой петли NLS, максимум излучения которой смещен к основанию N1. Во время некоторых всплесков, так же как и 31 октября, заметно появление в максимуме всплеска третьего источника, лежащего, видимо, вблизи вершины петли NLS. Однако в целом за этот день форма NLS во время всплесков и между ними изменяется мало. Это видно из Рис. 7c, где приведены три кадра с интервалом 20 секунд (интервал отсчетов 1257–1261 на Рис. 8b). Первый кадр – до всплеска, $T_{b17} \approx 10^6$ К; второй – максимум, $T_{b17\max} \approx 2 \times 10^6$ К; третий – выход на послевсплесковый уровень,

$$T_{b17} \approx 1.3 \times 10^6 \text{ K}.$$

Обилие всплесков в первые два дня жизни NLS демонстрируется Рис. 8, где жирной линией показано изменение потока излучения радиоисточника над лидирующим пятном P1, а тонкой – NLS, представляющего ансамбль источников N1 и P2. Для вычисления потоков источников P1 и NLS использовались маски, выделяющие области, яркостные температуры которых превышают значение $\max(0.3I_{tot})$, где I_{tot} – среднее за интервал наблюдений распределение яркостных температур по всей активной области. Размеры и положения этих масок 31 октября и 1 ноября показаны на последних кадрах Рис. 7b и 7c. Левая маска соответствует NLS, правая – источнику P1.

Рис. 8a соответствует пятичасовой последовательности изображений АО 488 с интервалом 1 минута за 31 октября. По вертикальной оси – поток излучения на частоте 17 ГГц в единицах с.е.п., по горизонтальной – номера кадров. Тонкая линия показывает рост потока излучения рождающегося NLS, что соответствовало тренду яркостных температур его различных составляющих: источник P2 – примерно от 10^5 К до 2.5×10^5 К; источник N1 – от 5×10^5 К до 3.5×10^5 К; средняя часть NLS, предположительно средняя часть петли NLS – от 0.7×10^5 К до 3.5×10^5 К. Рост потока NLS сопровождался высокой всплесковой активностью. Интервал следования всплесков порядка 7 минут, характерная полуширина – одна-три минуты, яркостная температура в максимуме всплеска не более 10^6 К. Жирная кривая на Рис. 8a – временной ход потока излучения радиоисточника над лидирующим пятном P1. Редкие радиовсплески происходили на периферии этого пятна, в то время как центральная его часть оставалась спокойной.

Рис. 8b соответствует четырехчасовому интервалу наблюдений 1 ноября с разрешением 10 секунд. В этот день поток излучения NLS превысил поток излучения радиоисточника P1, а его яркостная температура в интервалах между всплесками превысила 10^6 К. Из-за этого размеры маски, соответствующей источнику над пятном P1, уменьшились, обозначая теперь излучение его спокойной центральной части. Жирная кривая показывает присутствие всего одного радиовсплеска, а также полное отсутствие квазипериодических колебаний яркости в центральной части гирорезонансного источника P1. NLS сохраняет всплесковую активность, однако, в сравнении с предыдущим днем произошли изменения: относительная амплитуда всплескового шума уменьшилась; характерная полуширина всплесков уменьшилась примерно в шесть раз и стала составлять 10–30 сек. Анализ серии всплесков с временным разрешением 1 секунда не показывает

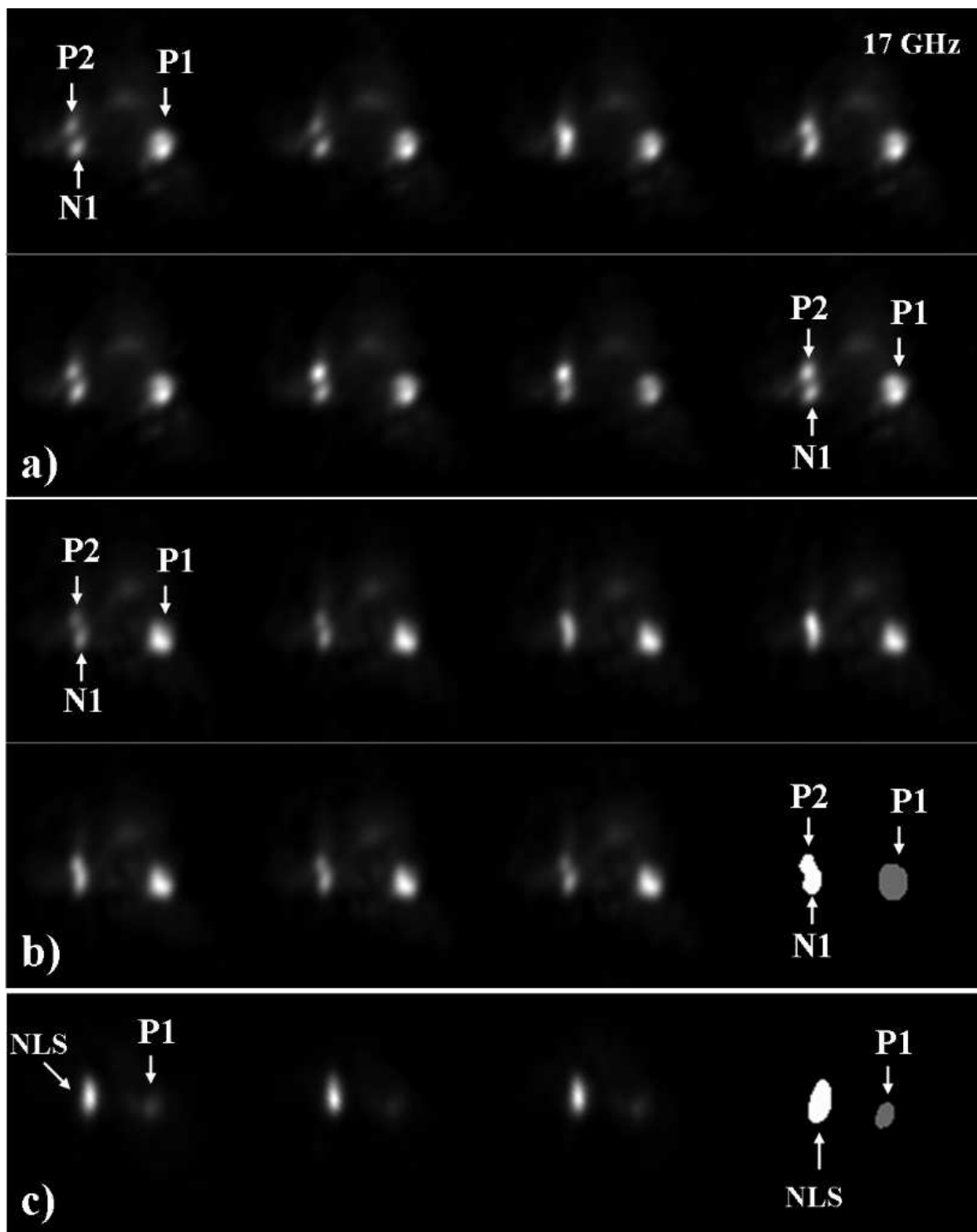


Рис. 7. Изображения радиовсплесков в NLS. Порядок следования кадров – слева направо, сверху вниз. Частота – 17 ГГц, параметр Стокса – I. а) 31 октября. Интервал следования кадров – 1 мин, время первого кадра 01:43:02 UT. б) То же, что в (а). Время первого кадра 03:22:02 UT. На последнем изображении показаны маски для расчета потока излучения NLS (левая маска) и источника над лидирующим пятном P1 (правая маска). в) 1 ноября. Интервал следования кадров – 20 сек. Время первого кадра 04:42:51 UT. На четвертом изображении показаны маски NLS и источника P1.

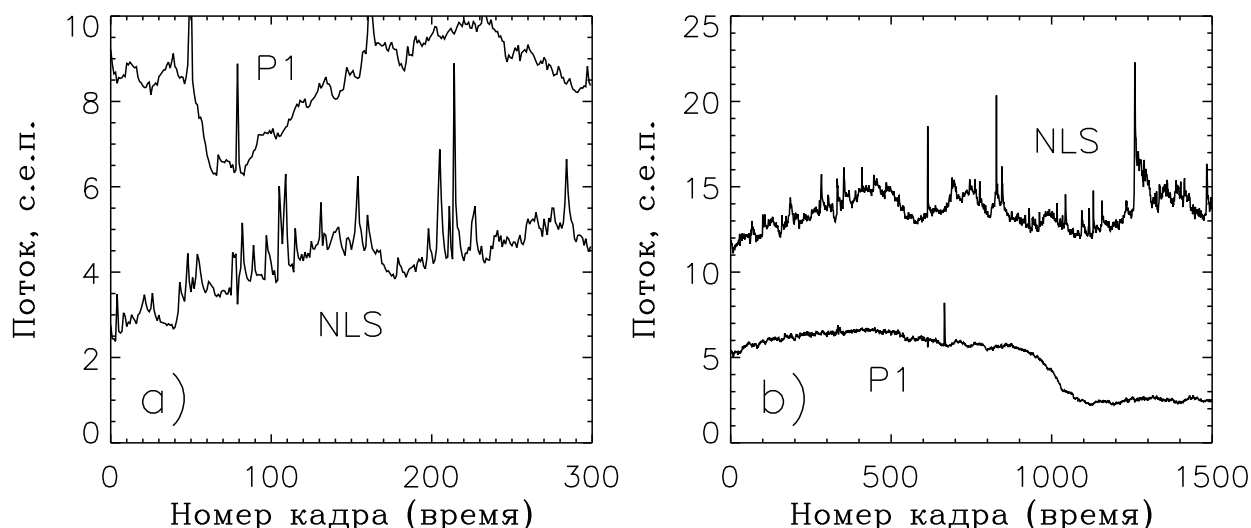


Рис. 8. Временной ход потока излучения радиоисточника P1 (жирная линия) и NLS, представляющего ансамбль источников N1 и P2 (тонкая линия). По вертикальной оси – поток излучения на частоте 17 ГГц в единицах с.е.п., по горизонтальной – номера кадров. а) 31 октября, 00:00:02 – 04:59:02 UT. Интервал следования кадров – 1 мин. б) 1 ноября, 01:13:21 – 05:23:21 UT. Интервал следования кадров – 10 сек.

тонкой временной структуры, их временные профили остаются гладкими. Возрастание яркостной температуры во время 17 ГГц всплесков лежит в диапазоне $(0.1\text{--}1.3) \times 10^6$ К.

Резюмируем результаты Секций 3.1–3.2. 17 ГГц NLS появляется как ансамбль двух связанных радиоисточников N1 и P2. Эти источники ассоциируются со сближающимися пятнами противоположной полярности N1 и P2, изначально принадлежавших разным биполярным магнитным структурам (Секция 2). Первые дни жизни NLS сопровождаются множеством слабых всплесков. Присутствие на микроволновых изображениях петли, соединяющей радиоисточники N1 и P2, равно как и проявление во время слабых всплесков радиоисточника между ними, говорит о том, что излучающим объемом квазистационарного 17 ГГц NLS является магнитная петля – петля NLS. Основания этой петли находятся в пятнах с достаточно сильным магнитным полем. В целом, сказанное соответствует расположению NLS над нейтральной линией в том ее месте, где горизонтальная составляющая магнитного поля наибольшая. Неоднородное распределение интенсивности излучения вдоль петли NLS можно связать с изменением вдоль петли напряженности магнитного поля, с распределением параметров заключенной в петле излучающей тепловой плазмы, и, возможно, нетепловых частиц. Однако возникает бо-

лее важный и законный вопрос. Благодаря чему излучение этого сложного источника сосредоточено в петле NLS, и чем эта магнитная петля отличается от других, основания которых также находятся в зоне сильных магнитных полей пятен N1 и P2? Если, например, в радиоисточниках N1 и P2 существенной является доля теплового гирорезонансного излучения на 3 и 4 гармониках гирочастоты, то следует предположить, что давление плазмы в петле NLS выше, чем в окружающих магнитных петлях. В то же время появление всплескового радиоисточника в срединной части петли NLS, равно как и постоянное присутствие излучения в этой части петли, указывают на ее сходство со вспышечной петлей. Ниже мы покажем, что это действительно так.

3.3. Масштаб петли NLS

Слабые всплески, составляющие шум микроволнового NLS, не обнаруживают движения вспышечной петли и практически не имеют отклика на 34 ГГц. Как мы увидим ниже, анализ микроволновых изображений вспышки X2.7 окажется более содержательным для понимания природы NLS. Однако вначале рассмотрим слабую вспышку, развитие которой напоминает мини-сценарий большой вспышки X2.7, начавшейся спустя сутки в том же месте. Эта вспышка, не отмеченная в перечне зарегистрированных рентгеновских и H-альфа вспышек, произошла 2 ноября, в третий день жизни NLS. На протяжении этого дня NLS продолжает доминировать в 17 ГГц излучении АО 488, его яркостная температура превышает 10^6 К, а центр яркости смещен в основание N1 петли NLS, что делает его похожим на радиоисточник над солнечным пятном. Соответствующий вспышке радиовсплеск произошел в NLS и на обеих частотах, 17 и 34 ГГц, имел очень простой временной профиль. Всплеск стартовал в 01:59:06 UT, через 16 секунд достиг максимума ($T_{b17\max} \approx 4.2 \times 10^6$ К, $T_{b34\max} \approx 1.5 \times 10^6$ К без учета диаграммы направленности) и после плавного спада завершился. Полная его продолжительность составила три минуты. В максимуме всплеска прирост потоков излучения составил 38 с.е.п. и 33 с.е.п. на частотах 17 и 34 ГГц соответственно и уже через 10 секунд после максимума отношение потоков всплеска на этих частотах равнялось единице. Такое поведение характерно для оптически тонкого теплового источника. Но что это за источник в данном случае?

Рис. 9 дает представление о пространственной структуре всплеска на 34 ГГц (верх-

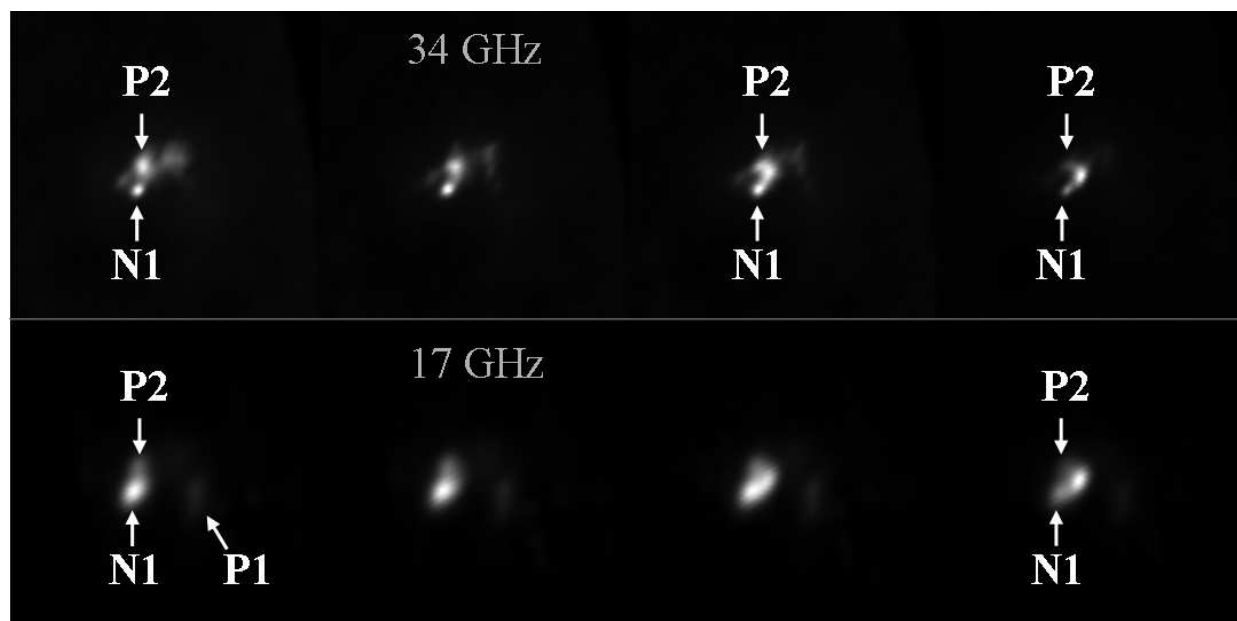


Рис. 9. Изображения всплеска в NLS на 34 ГГц (верхний ряд) и 17 ГГц (нижний ряд).

Параметр Стокса – I. Интервал между кадрами первого ряда составляет 2 секунды, второго – 3 секунды. Первые кадры соответствуют моменту 01:59:06 UT 2 ноября 2003.

ний ряд) и 17 ГГц (нижний ряд). Временной интервал между кадрами первого ряда составляет 2 секунды, второго – 3 секунды. Первые кадры каждого ряда соответствуют моменту 01:59:06 UT. Первое изображение верхнего ряда показывает два слабых 34 ГГц источника N1 и P2, лежащих в основании пока невидимой петли NLS. Затем становится видимой сама петля и яркий, очень компактный источник в ее вершине. То же самое происходит на 17 ГГц. Появление и разгорание источника в вершине петли сопровождается относительно небольшим возрастанием яркостной температуры излучения на обеих частотах в местах, соответствующих основаниям петли. Так что поток всплеска в основном обусловлен излучением источника в вершине петли и, в гораздо меньшей степени, ног и оснований вспыхивающей петли. Изображения на Рис. 9 соответствуют начальной стадии развития всплеска, однако присутствие петли и яркого источника в ее вершине сохраняется на протяжении 100 секунд. За это время вершина петли не успевает сместиться вверх на измеримое расстояние, хотя ее смещение заметно. Со временем источник в вершине петли “растворяется”, петля исчезает и остается NLS, таким, каким был до всплеска. В целом подобная картина наблюдается и во вспышке X2.7, где временной масштаб и потоки излучений существенно возрастают.

Осуждаемое событие мы используем для измерения масштаба петли NLS. В отличие от событий двух предыдущих дней, петля развернута боком к наблюдателю, ярче и хорошо видна на 34 ГГц. Следует задаться вопросом: совпадают ли положения вспышечной петли в данном событии с положением петли квазистационарного NLS? Вспышечная петля должна располагаться выше. Однако в данном слабом событии их очень близкое совпадение следует просто из просмотра фильма с временным разрешением 1 секунда. В этом случае вспышечная петля, это практически петля NLS во время всплеска. К тому же вспышечная петля не обнаруживает значимого перемещения. Если предположить, что петля лежит в вертикальной плоскости, положения ее оснований на 34 ГГц расположены на высоте 2000 км над фотосферой, центр яркости вспышечного источника соответствует ее вершине, то с учетом расположения АО 488 на солнечном диске ($\varphi \approx 57^\circ$) высота петли над фотосферой составит ≈ 12 тыс. км, а расстояние между основаниями N1 и P2 петли ≈ 19 тыс. км. Следует заметить, что расстояние между фотосферными максимумами радиального магнитного поля B_r в пятнах N1 и P2 составляет в это время примерно 24 тыс. км, а прямые линии, одна из которых соединяет эти максимумы, а другая – основания N1 и P2 микроволновой петли, имеют одинаковый разворот. Это означает, что основания петли NLS находятся между центральными частями солнечных пятен N1 и P2.

Для проверки найденного значения высоты вспышечной петли мы использовали метод корональных магнитограмм. Идея состоит в предполагаемом совпадении вершины этой петли с положением максимума тангенциального магнитного поля B_t на этой высоте. Аналогичная процедура используется нами для идентификации NLS (Секция 3.1, Рис. 5) – близкое расположение центра тяжести NLS и максимума тангенциального поля. В нашем случае оказалось, что положение источника в вершине вспышечной петли действительно совпадает с экстремумом B_t -магнитограммы на высотах ≈ 12 –15 тыс. км. Завершением этой секции является Рис. 11а, дающий представление о расположении петли NLS под главным магнитным сепаратором (Рис. 3 и 4) АО 488. Высота сепаратора в этот день, 2 ноября 2003, составляет ≈ 53 тыс. км. В качестве петли NLS взята вспышечная 34 ГГц петля Рис. 9. Петля NLS располагается глубоко внутри центрального магнитного домена АО 488.

4. ВСПЫШКА X2.7

Эта вспышка произошла в обсуждаемой активной области 03-11-2003, в четвертый день жизни NLS, когда АО 488 располагалась близко к лимбу. Общие характеристики микроволнового излучения этой вспышки таковы: максимальные потоки излучения на 17 и 34 ГГц – 700 и 950 с.е.п. соответственно; максимальные значения наблюдаемых яркостных температур $T_{b17\max} \approx 44 \times 10^6$ К, $T_{b34\max} \approx 15 \times 10^6$ К; начало всплеска $\approx 00:58$ UT; три главных максимума всплеска: $\approx 01:15$ UT, 01:21 UT и 01:33 UT; полная продолжительность всплеска около трех часов. Из результатов детального анализа этой рентгеновской вспышки мы приведем лишь некоторые наблюдательные факты, проливающие свет на происхождение NLS.

Начнем с пространственного подобия этой затяжной вспышки и слабой вспышки, обсуждавшейся в Секции 3.3. Рис. 10 дает представление о распределении интенсивности до и во время всплеска на 34 ГГц (верхний ряд) и 17 ГГц (нижний ряд) в одинаковые моменты. Первый кадр соответствует моменту $t_1 = 00:58:21$ UT и фактически показывает распределение яркости до начала радиовсплеска вспышки X2.7. На 17 ГГц максимум излучения смещен в сторону основания N1 петли NLS. В отличие от всех событий, связанных с NLS в предыдущие три дня, изображение на 34 ГГц обнаруживает конкретную структуру. Видна половина петли NLS и вытянутый в радиальном направлении стержень, обозначенный как “34 GHz bar”. В нижнем левом углу первых кадров каждого ряда показаны размеры главного лепестка диаграммы направленности NoRH на 34 и 17 ГГц. Второй кадр получен через 20 секунд, в момент $t_2 = 00:58:41$ UT. К этому времени яркостная температура на 17 ГГц возросла с $\approx 2 \times 10^6$ К до $\approx 6 \times 10^6$ К без видимых изменений в пространственной структуре излучения. На 34 ГГц появился компактный источник в основании N1 петли NLS (в этом месте яркостная температура выросла с $\approx 4 \times 10^4$ К до $\approx 25 \times 10^4$ К). Последующие два изображения очень похожи на два последних изображения Рис. 9 и показывают поднимающуюся вспышечную петлю. Третий кадр показывает распределение интенсивности в момент второго главного максимума радиовсплеска, 01:21:21 UT. В этот момент основное излучение на 34 ГГц исходит из оснований N1 и P2 вспышечной петли и поэтому они видны особенно отчетливо. В это же время жесткое рентгеновское излучение вспышки в диапазонах 100–300 и 300–800 keV достигает свой абсолютный максимум по данным RHESSI. Яркостная

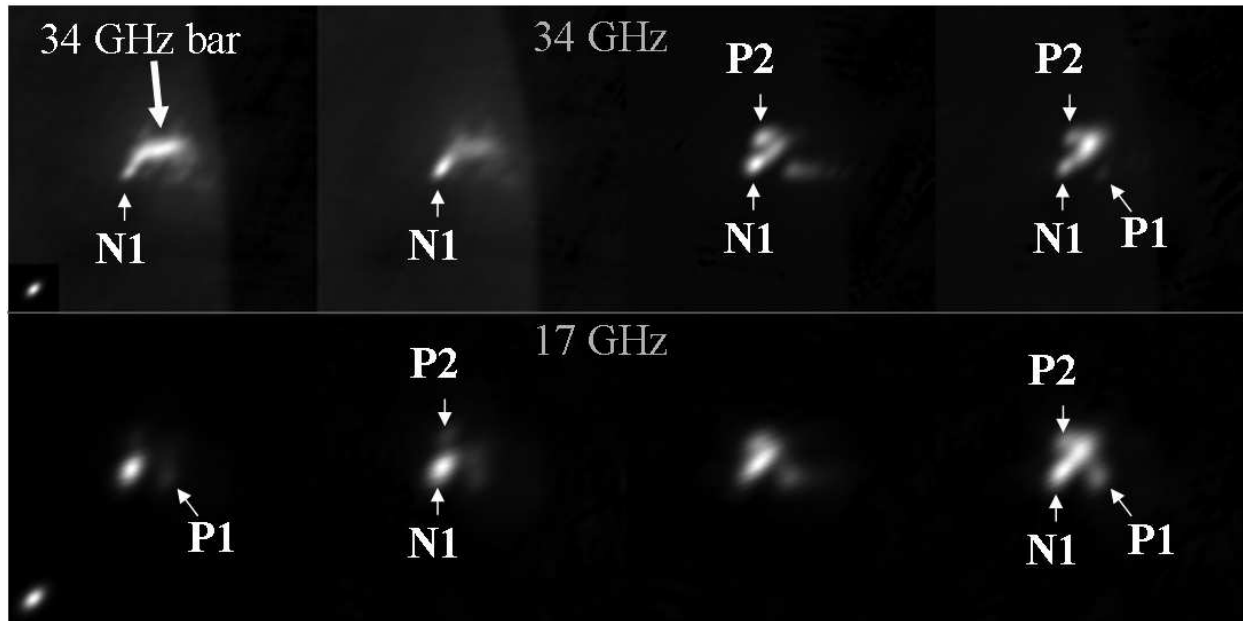


Рис. 10. Вспышка X2.7. Карты интенсивности до и во время всплеска на 34 ГГц (верхний ряд) и 17 ГГц (нижний ряд) в одинаковые моменты времени: 00:58:21 UT, 00:58:41 UT, 01:21:21 UT и 01:43:21 UT.

температура в основании N1 составляет $T_{b34\text{max}} \approx 12 \times 10^6$ К. Заметим, что в момент первого главного максимума в 34 ГГц излучении доминировал источник в вершине вспышечной петли, а в момент третьего – в ногах, между вершиной и основаниями петли. На четвертом кадре показана вспышечная петля в момент 01:43:21 UT, после завершения активной фазы всплеска и выходом на плавный послевсплесковый спад. На этой стадии на обеих частотах, 17 и 34 ГГц, доминирует источник излучения в вершине растущей вспышечной петли. Основания вспышечной петли практически совпадают с основаниями N1 и P2 петли NLS. Расхождение оснований вспышечной петли на этой стадии обнаружить сложно. Со временем эта главная вспышечная петля теряет свою яркость и растворяется в проступающем изображении аркады послевспышечных петель. В целом Рис. 10 ясно показывает, что микроволновое излучение вспышки X2.7 стартует в NLS, вспышечная петля как бы вырастает из петли NLS и вытягивается вверх. Наилучшим образом все это видно при просмотре фильмов с временным разрешением 1 сек и 10 сек, показывающих изображения всей вспышки на частотах 17 и 34 ГГц, от ее начала до полного исчезновения.

4.1. 34 ГГц “стержень” перед вспышкой – фрагмент токового слоя

Нас интересует структура, похожая на стержень и обозначенная как “34 GHz bar” на первом кадре Рис. 10. Этот 34 ГГц стержень “вырастает” из предполагаемой вершины петли NLS. В отличие от события, описанного в Секции 3.3, видна только часть слабо-изогнутой петли NLS, хотя хорошо видны ее основания N1 и P2. Возможно, это связано с тем, что петля изменила свой разворот к наблюдателю. Изменение разворота оснований N1 и P2 видно из сравнения Рис. 9 и 10. Возможно также, что петля NLS изменила свою форму или даже стала ниже. Так или иначе, ее высоту перед вспышкой X2.7 мы оценить не можем. 34 ГГц стержень существует на протяжении не менее 40 минут (с начала нашей записи с временным шагом 10 сек) до начала вспышки. На изображении АО 488 в мягком рентгене, SXI 2003-11-03 00:56:19 UT, в том же месте видна очень похожая структура. Это обстоятельство косвенно указывает на то, что 34 ГГц стержень – корональная структура. Что это такое?

34 ГГц стержень – вертикальная структура. Первым намеком на это является ее вытянутость в радиальном направлении. Но серьезный аргумент состоит в следующем. Вершина вспыхивающей петли на протяжении всей вспышки движется строго по линии, вдоль которой располагался 34 ГГц стержень до радиовсплеска и в самом его начале. Вершина вспыхивающей петли движется вверх, поэтому 34 ГГц стержень вытянут в том же направлении. Маловероятно присутствие в короне не вертикальной стержнеобразной структуры, проекция которой на картинную плоскость точно совпадет с линией движения вершины вспыхивающей петли. С другой стороны вспышка X2.7 относится к событиям LDE, которые неплохо описываются стандартной моделью. В стандартной модели вершина вспыхивающей петли движется в направлении, вдоль которого вытянут токовый слой. В таком случае наблюдаемый перед вспышкой 34 ГГц стержень, возможно, и есть пресловутый токовый слой с его ближайшей окрестностью. Но тогда возникает вопрос, а где же слой? – мы видим стержень.

Абстрактное, но наглядное объяснение этому таково. В случае двух или 2.5 измерений вертикальный (ось Z) токовый слой условно можно представить слоем плазмы между двумя параллельными плоскими листами бумаги, расстояние между которыми δX (см. Рис. 12b). В этом слое вдоль оси Y протекает электрический ток i . Средняя плотность тока j пропорциональна отношению $i/\delta X$ и в данном случае не зависит от

Y . Перейдем к трем измерениям. Изогнем полукругом два листа бумаги так, чтобы выпуклыми частями они смотрели друг на друга, а их образующие были параллельны друг другу и оси Z . Теперь сечение слоя δX зависит от Y , а полный ток в этом направлении – нет. В самом узком месте плотность тока максимальна. Область максимальной плотности тока имеет форму вертикального стержня. Темп диффузии магнитного поля в этой области максимален даже при однородном распределении проводимости плазмы σ , поскольку здесь максимальны джоулевы потери j^2/σ . Поэтому 34 ГГц стержень мы связываем с областью максимальной диффузии магнитного поля, или проще, диффузионной областью внутри предвспышечного токового слоя. 34 ГГц стержень показывает главный фрагмент токового слоя, который определяет взаимодействие и перераспределение магнитных потоков. Диффузионная область в нашем определении соответствует процессу медленного квазистационарного магнитного пересоединения. Область максимальной диффузии – область, где темп такого пересоединения максимален. Но привычная картина именно “пересоединения” силовых линий в диффузионной области справедлива лишь в строго двумерной схеме и перестает быть таковой в трехмерном случае. Поэтому мы используем более общее выражение.

В возмущенной квадрупольной магнитной конфигурации, к каковой мы относим АО 488, роль центров кривизны наших абстрактных листов бумаги выполняют солнечные пятна N1 и P2, между которыми заключена петля NLS. Самому узкому месту между абстрактными листами соответствует почти вертикальная линия – геометрическое место вершин тех магнитных петель, магнитное поле которых максимально на заданном высотном срезе в интересующем нас объеме магнитосферы активной области. Поскольку магнитное поле в вершине петли горизонтально, то сказанное относится к тангенциальной (горизонтальной) составляющей магнитного поля B_t . Как мы уже упоминали в Секции 3.3, идентификация вершины главной вспышечной петли с максимумом тангенциального поля B_t на этой высоте дает положительный результат (метод корональных магнитограмм). И хотя мы используем потенциальное приближение, этому есть оправдание – послевспышечные магнитные петли стремятся занять положение, более соответствующее потенциальному, чем это было до вспышки. Поскольку вершины вспышечных петель события X2.7 оказались трассерами 34 ГГц стержня, то расчет их положений методом корональных магнитограмм позволил оценить высоту верхней его точки: $Z \approx 35$ тыс. км. Прямое измерение параметров 34 ГГц стержня по его изобра-

жению дает: длина $L \approx 25$ тыс.км; поперечный размер $\Delta \approx 4$ тыс.км, который считаем равным толщине; яркостная температура $T_{b34\max} \approx 8 \times 10^4$ К. Разница $Z - L \approx 10$ тыс.км, очевидно, соответствует высоте петли NLS. Полагая излучение предвспышечного токового слоя на 34 ГГц тепловым, free-free, для возможного диапазона его кинетических температур $3-9 \times 10^6$ К найдем оценку его концентрации $3-4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Повышенная концентрация плазмы – также атрибут токового слоя.

Есть еще один, возможно, самый сильный наблюдательный аргумент в пользу того, что 34 ГГц стержень – фрагмент предвспышечного токового слоя. Его детальное обсуждение и демонстрация составят содержание отдельной статьи. Суть обнаруженного явления в следующем. В самом начале микроволнового всплеска вспышки X2.7 в вершине 34 ГГц стержня, на высоте ≈ 35 тыс. км, появился очень слабый и компактный радиоисточник, выделить который удалось на частоте 17 ГГц и только в поляризации. Его появление обнаружилось в интервале (t_1, t_2) , где t_1 и t_2 – моменты времени первого и второго кадров на Рис. 10. Этот источник движется вниз, вдоль предвспышечного 34 ГГц стержня, навстречу вершине растущей вспышечной петли. Его движение вниз происходит прыжками размером ≈ 10 тыс.км. В момент достижения радиовсплеском своего первого главного максимума (во всплеске три главных максимума) этот источник опускается на минимальную высоту, садится на вершину вспышечной петли, а затем они поднимаются вместе. Этот микроволновый признак отражает эволюцию процесса энерговыделения в протяженном токовом слое в самом начале и в ходе вспышки.

Завершением этой секции является Рис. 11b, дающий представление о расположении предвспышечного 34 ГГц стержня под главным магнитным сепаратором, рассчитанным в потенциальном приближении (Рис. 3 и 4). Высота сепаратора в этот день, 3 ноября 2003, составляла ≈ 70 тыс.км. Использовано первое изображение Рис. 10.

5. КРАТКОЕ ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Итоги анализа экспериментального материала и их интерпретация отражены в Рис. 11 и 12 и в подписях к ним. Главным структурным компонентом 17 ГГц NLS в АО 488 является магнитная петля – петля NLS, основания которой располагаются в сильных магнитных полях сближающихся, растущих и скользящих относительно друг друга солнечных пятен. Вершина петли квазистационарного NLS находится под про-

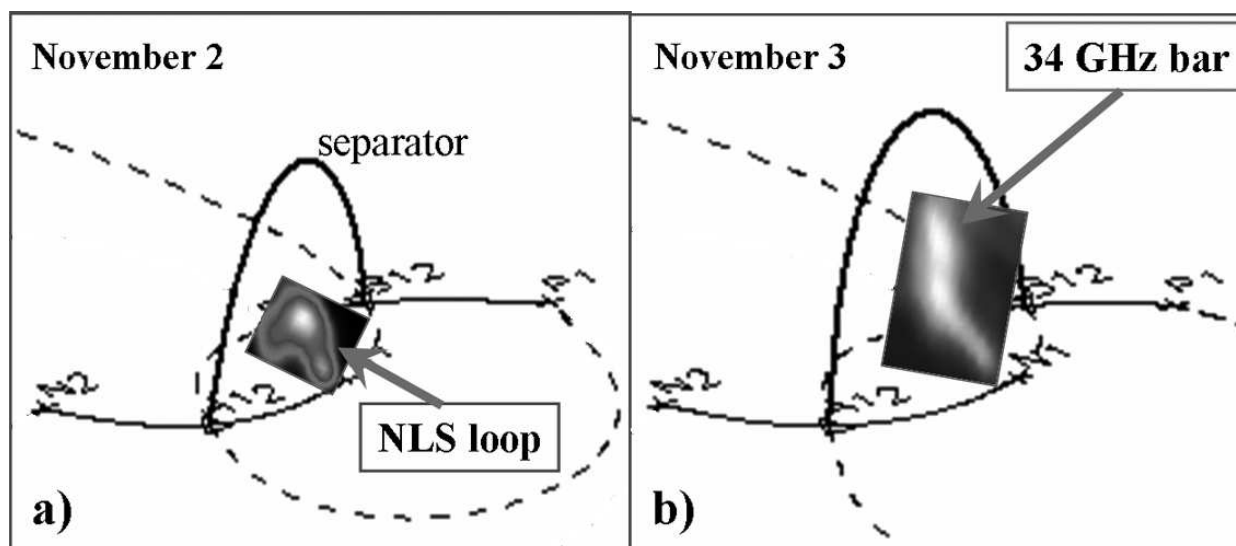


Рис. 11. а) петля NLS под главным магнитным сепаратором потенциального приближения (жирная линия). 2 ноября 2003, АО 488. б) 34 ГГц стержень под главным магнитным сепаратором 3 ноября. 34 ГГц стержень – фрагмент токового слоя перед рентгеновской вспышкой X2.7. Из сравнения а) и б) видно, что вершина петли NLS располагается в основании токового слоя.

тяженным токовым слоем, под той его частью, где энерговыведение максимально – диффузионной областью, имеющей форму вертикального стержня. Протяженный токовый слой, сильное магнитное поле, подходящие граничные условия на фотосфере – факторы создания сильной вспышки. Все это объясняет происхождение NLS и составляет физическую основу связи: 17 ГГц NLS – сильная вспышка через один-три дня.

До настоящего исследования доказательство такой связи имело, главным образом, эмпирический характер (см. статью [15] в настоящем сборнике), а ее физическое обоснование носило более умозрительный, нежели доказательный характер. В частности, физический аспект проблемы NLS, представленный Рис. 12, можно уже найти в Рис. 15 и 16 статьи [22]. Более того, этим авторам удалось обнаружить над 17 ГГц NLS вертикальную стержнеобразную структуру в мягком рентгене (Yohkoh; Рис. 10 цитируемой статьи), выросшую из NLS за несколько часов до вспышки X9, произошедшей 2 ноября 1992. Этот рентгеновский стержень удивительно похож на 34 ГГц стержень, обнаруженный в настоящем исследовании. Эта структура была плотнее, горячее окружения и интерпретирована как фрагмент вертикального не-нейтрального токового слоя. Однако в цитируемом исследовании не удалось: увидеть петлю NLS и ее жизнь; подробно увидеть

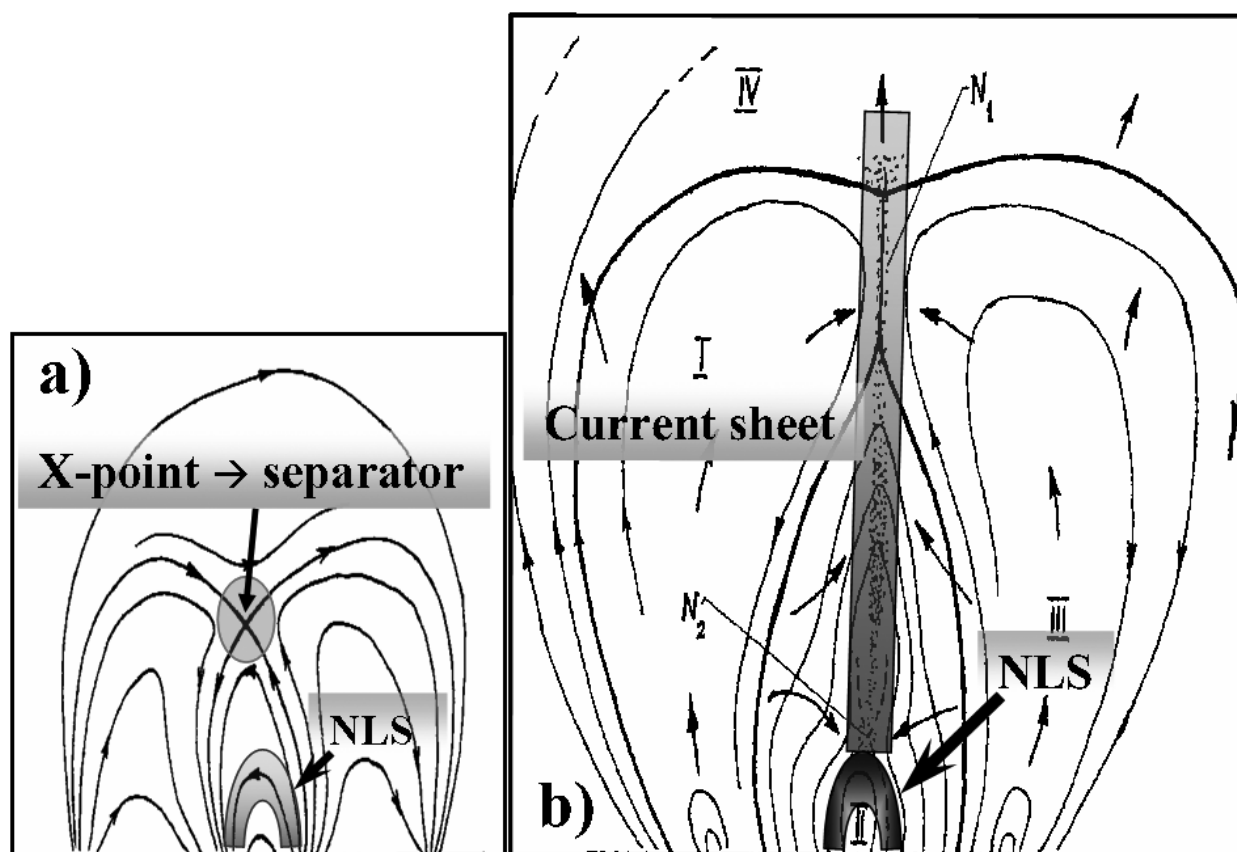


Рис. 12. а) магнитная структура квадрупольной конфигурации в двух измерениях.

Качественно показано положение наблюдаемой петли NLS под X -точкой потенциального приближения. В трех измерениях X -точку заменяет магнитный сепаратор. В отсутствие токового слоя петля NLS ничем не выделена и радиоисточник над нейтральной линией просто отсутствует. б) вытяжение магнитосферы АО и образование протяженного токового слоя (вертикальный стержень). Интегральная по толщине слоя плотность электрического тока максимальна не в том месте, где должна располагаться X -точка потенциального приближения, а в нижней части токового слоя. Еще ниже располагается вершина петли квазистационарного NLS, куда из токового слоя поступают тепло, плазма и нетепловые частицы.

зарождение в NLS микроволнового излучения большой вспышки; увидеть вспыхивающую петлю на 17 и 34 ГГц целиком, включая основания петли; использовать качественные магнитограммы и способы их анализа – методы корональных магнитограмм и магнитных зарядов в приложении к активным областям вне центральной части солнечного диска. Все это удалось соединить в настоящем исследовании.

Рис. 11 показывает то, что мы обнаружили из экспериментальных данных: распо-

ложение петли NLS (a) и 34 ГГц стержня (b) под главным магнитным сепаратором потенциального приближения (жирная линия). 34 ГГц стержень – микроволновый индикатор диффузионной области внутри протяженного токового слоя перед рентгеновской вспышкой X2.7. Из сравнения изображений a) и b) видно, что вершина петли NLS располагается в основании токового слоя. На Рис. 12 изображено то, что подсказывала теория. Рис. 12a дает качественное представление о расположении наблюдаемой петли NLS под X -точкой потенциального приближения. Присутствие этой картинки делает более понятным то, что изображено на Рис. 12b. В трех измерениях X -точку заменяет магнитный сепаратор, показанный на Рис. 11. В отсутствие токового слоя петля NLS ничем не выделена и радиоисточник над нейтральной линией просто отсутствует. Рис. 12b показывает расположение токового слоя (вытянутый вверх прямоугольник) и петли NLS в его основании. Фоновым изображением на Рис. 12b является Рис. 7 из работы [19], показывающий один из этапов эволюции опускающегося вниз предвспышечного токового слоя с одним магнитным островом.

Расположение вершины петли NLS в основании токового слоя означает постоянное поступление в петлю NLS тепла, плазмы и, вероятно, нетепловых частиц. Поэтому плазменное давление в петле NLS должно быть выше. Это обстоятельство, наряду с возможно всегда присутствующей в петле NLS популяцией энергичных частиц, является причиной повышенного радиоизлучения. Присутствие сильного магнитного поля необходимо лишь для запуска гирорезонансного и/или гиросинхротронного механизма. Распределение излучающих электронов и магнитного поля в петле NLS определяют распределение интенсивности излучения. Основания петли NLS находятся не в центральных частях солнечных пятен, а заметно смещены в сторону разделяющей их нейтральной линии фотосферного магнитного поля. Если из оснований петли NLS исходит, например, повышенное гирорезонансное 17 ГГц излучение, то оно похоже на обычные гирорезонансные источники над одиночными пятнами, но только расположенные близко к нейтральной линии. Отсюда часто наблюдаемая высокая степень круговой поляризации 17 ГГц NLS. К излучению из оснований подмешивается излучение, исходящее из ног и вершины петли NLS. Это излучение легче выделяется во время всплесков в NLS, а как мы видели, жизнь этого источника протекает в непрерывной череде слабых радиовсплесков. Следует думать, что обилие всплесков в NLS связано с процессом формирования протяженного токового слоя и отражает его шум. Само существование

петли NLS обусловлено пространственной близостью диффузионной области токового слоя. Поэтому сочетание петли NLS и диффузионной области, по крайней мере, нижней ее части, надо считать основой конструкции микроволнового источника над нейтральной линией. Интегральное излучение этой конструкции в широкой полосе частот определяет интегральный спектр потока излучения этого источника. Каков этот спектр? Возможно, что в случае недостаточно сильных полей в основании петли NLS, он окажется “пекулярным” в диапазоне 2–4 см.

БЛАГОДАРНОСТИ

Мы признательны командам Радиогелиографа Нобеяма, SOHO/MDI и Сибирского Солнечного Радиотелескопа за возможность использования данных этих инструментов. Мы благодарны д-ру Стефану Вайту (S. White) за полезные обсуждения и помощь. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 06-02-16239) и Программы РАН “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля”.

-
1. C.E. Alissandrakis, G.B. Gel'frejkh, V.N. Borovik, A. N. Korzhavin, V. M. Bogod, A. Nindos, M. R. Kundu, *A&A*, **270**, 509, (1993)
 2. G. Aulanier, E. Pariat, P. Démoulin, *A&A*, **444**, 961, (2005).
 3. Sh.B. Akhmedov et al., *Astrophys. J.*, **301**, 460, (1986).
 4. В.Н. Боровик, С.М. Ватрушин, А.Н. Коржавин, *Известия САО, Астрофизические исследования*, **28**, 123, (1989).
 5. Г.Б. Гельфрейх, в сб. *Физика солнечных вспышек*, Москва, Наука, 111, (1985).
 6. P. Démoulin, J.C. Henoux, E.R. Priest, C.H. Mandrini, *A&A*, **308**, 643, (1996).
 7. А.Н. Коржавин, С.М. Ватрушин, в сб. *Физика солнечной плазмы*, Москва, Наука, 100, (1989).
 8. M.R. Kundu, C.E. Alissandrakis, J.D. Bregman, A.C. Hin, *Astrophys. J.*, **213**, 278, (1977).
 9. M.R. Kundu, E.J. Schmahl, A.P. Rao, *A&A*, **94**, 72, (1981).
 10. M.R. Kundu, T. Velusamy, *apjl*, **240**, 63, (1980).
 11. M.R. Kundu, C.E. Alissandrakis, *Solar Phys.*, **94**, 249, (1984).
 12. J. Lee, S.M. White, N. Gopalswamy, M.R. Kundu, *Solar Phys.*, **174**, 175, (1997).

13. D.W. Longcope, A.V.R. Silva, Solar Phys., **179**, 349, (1998).
14. G.V. Rudenko, Solar Phys., **198**, 5, (2001).
15. И.Г. Руденко, Г.В. Руденко, А.М. Уралов, статья в настоящем сборнике.
16. T. Sakurai, Solar Phys., **76**, 301, (1982).
17. K.T. Strong, C.E. Alissandrakis, M.R. Kundu, Astrophys. J. , **277**, 865, (1984).
18. R.A. Sych, A.M. Uralov, A.N. Korzhavin, Solar Phys., **144**, 59, (1993).
19. A.M. Uralov, Solar Phys., **168**, 311, (1996).
20. А.М. Уралов и др., в сб. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, Новосибирск, Наука, **104**, 23, (1996).
21. А.М. Уралов, R.A. Sych, V.L. Shchepkina, G.N. Zubkova, G.Ya. Smolkov, Solar Phys., **183**, 359, (1998).
22. А.М. Уралов, H. Nakajima, V.G. Zandanov, V.V. Grechnev, Solar Phys., **197**, 275, (2000).
23. А.М. Уралов, G.V. Rudenko, I.G. Rudenko, PASJ, **58**, No.1, 21, (2006).
24. А.М. Уралов, Г.В. Руденко, И.Г. Руденко, Известия РАН. Серия физическая, **70**, № 10, 1475, (2006).
25. F. Chiuderi Drago, C.E. Alissandrakis, M. Hagyard, Solar Phys., **112**, 89, (1987).

MICROWAVE NEUTRAL LINE SOURCE IS A SOURCE UNDER CURRENT SHEET

A. M. Uralov, G. V. Rudenko, V. V. Grechnev, I. G. Rudenko, H. Nakajima,
K. Shibasaki

Physical connection is shown between quasi-stationary microwave Neutral Line associated Sources (NLS) and sites of energy release in the corona of an active region (AR). We study AR 10488 which was observed in October–November 2003. The basic experimental material is constituted by imaging data produced with the Nobeyama Radioheliograph at 17 and 34 GHz. SOHO/MDI magnetograms and images produced with the Siberian Solar Radio Telescope (5.7 GHz) are also used. An analysis of evolution of AR reveals an impressive chain of phenomena: birth and collision of two bipolar magnetic structures; growth of the size and height of the main magnetic separator and appearance of the NLS underneath; noisy bursts in the NLS; microwave emission of an X2.7 flare starts in the NLS; a flaring radio source takes shape of a flare loop with its footpoints remaining in the NLS; the top of the flare loop rises along a vertical bar observed at the onset of flare at 34 GHz. All of these occur inside the central magnetic domain of the AR. We relate the pre-flare 34 GHz bar with the position and shape of a diffusion layer, a site of maximal energy release inside an extended current sheet. The emission of the quasi-stationary 17 GHz NLS is concentrated in the footpoints and top of the *NLS loop*, which connects two converging sunspots. Emission from the stronger-field footpoint of the NLS loop mostly dominates, and the NLS mimics at that time an ordinary sunspot-associated radio source, but with its brightness center being pronouncedly displaced to the periphery of the sunspot, where the neutral line is located. The top of the NLS loop is located at the basis of diffusion layer, below the current sheet. A combination of the NLS loop and the diffusion layer constitute a skeleton of a microwave source above a neutral line.

Секция 5

«Солнечная активность и возмущения солнечного ветра и космических лучей»

Возможности долгосрочного прогнозирования геомагнитной активности

В.Г. Иванов¹ Е.В. Милецкий¹

¹*Главная астрономическая обсерватория РАН*

Рассмотрены возможности долгосрочного (на год и более) прогноза среднегодового уровня геомагнитной активности. В качестве кандидатов в предикторы рассмотрены различные характеристики активности Солнца. Использован подход, позволяющий эффективно отбирать в качестве входных переменных индексы активности, значимые для прогноза. Предложен метод, позволяющий использовать информацию о фазе 11-летнего цикла при построении прогнозирующей модели. Показано, что учет этой фазы позволяет заметно повысить точность прогноза. Выполнены контрольные прогнозы геомагнитной активности на независимом интервале данных, показавшие хорошую устойчивость полученных моделей.

Показано, что предложенный подход применим также для реконструкции среднегодовых значений aa-индекса с начала 18 века.

1. ВВЕДЕНИЕ

Прогноз уровня геомагнитной активности на различных временных шкалах — задача, имеющая важное теоретическое и практическое значение. Наибольшее внимание исследователей, как правило, концентрируется на краткосрочных и среднесрочных прогнозах геомагнитных событий (с заблаговременностью от нескольких часов до нескольких дней). Однако долгосрочные и сверхдолгосрочные (на год и более) прогнозы среднего уровня геомагнитной активности также представляют большой интерес (см., например, [1, 3, 4, 7]). Несомненно, модели подобных прогнозов должны опираться на информацию об индексах космической погоды и солнечной активности. Так как конкретный вид физической связи между этими солнечными и межпланетными магнитными явлениями и геомагнитной активностью в настоящее время далек от полного понимания, то для построения подобных моделей удобно использовать “эмпирический”

подход. Этот подход состоит в том, чтобы начинать с максимально широкого набора возможных предикторов, а затем отбирать те из них, которые действительно важны для описания исследуемой взаимосвязи.

В данной работе анализируются возможные наборы предикторов и виды моделей прогноза среднегодового значения *aa*-индекса с заблаговременностью год и более.

2. ДАННЫЕ И МЕТОД ПРОГНОЗА

Длины рядов среднегодовых данных, имеющихсся в нашем распоряжении, относительно невелики. При этом особенно короткими (несколько последних солнечных циклов) являются ряды индексов космической погоды. Поэтому нам пришлось исключить их из набора возможных предикторов и базироваться только на параметрах солнечной активности.

Для построения моделей прогноза геомагнитной активности были взяты годовые средние следующих индексов:

- индекс *aa* (1868–2002 годы);
- числа Вольфа *W* (1700–2002);
- площади солнечных пятен *A* (1874–2002);
- средние широты солнечных пятен *LatM* (1864–2002);
- амплитуды аксиального диполя крупномасштабного магнитного поля Солнца, продолженные в прошлое с помощью реконструкции по $H\alpha$ -картам [9] *ADEx* (1914–2002).

Мы будем исследовать класс линейных прогнозных моделей вида

$$aa_i = \sum_{j,s} c_{j,s} X_{i-s}^{(j)}, \quad (1)$$

выражающих среднегодовое значение *aa*-индекса aa_i в данный год T_i через значения входных переменных $X_{i-1}^{(j)}, \dots, X_{i-11}^{(j)}$ в годы T_{i-1}, \dots, T_{i-11} (здесь индекс j нумерует входные индексы, а s — их временные сдвиги). Таким образом, общее количество входных переменных достаточно велико и, разумеется, не все они являются одинаково важными

для прогноза. Для поиска моделей оптимального состава нами применяется алгоритм селекции, основанный на принципах индуктивного моделирования [5, 8]. Некоторые детали этого алгоритма изложены в работе [6], здесь же мы опишем его вкратце. Разобьем исследуемый промежуток времени на два приблизительно равных по длине диапазона и, задавшись некоторым набором входных переменных, будем строить модель прогноза с помощью линейной регрессии на первом диапазоне, а в качестве внешнего критерия качества использовать среднеквадратичную ошибку прогноза на втором. Можно показать, что при постепенном усложнении модели — начиная с простейших, содержащих одну входную переменную — критерий качества достигает своего минимума, а соответствующая модель обладает, в некотором смысле, “оптимальной” сложностью, т.е. содержит минимально необходимое для описания зависимости число входных переменных.

Описанный алгоритм будем применять на рядах, из которых удалены последние 22 точки. Удаленный отрезок данных длиной 22 года, никак не участвующий в построении модели, будет использоваться для получения контрольного прогноза с целью проверки устойчивости модели.

3. МОДЕЛИ ПРОГНОЗА АА-ИНДЕКСА

Ниже мы исследуем модели, полученные с помощью некоторого начального набора входных индексов и описанного выше алгоритма селекции.

Одна из простейших прогнозных моделей использует в качестве входного индекса сам *аа*-индекс, и, таким образом, потенциально возможными входными переменными являются его среднегодовые значения, сдвинутые на 1–11 лет относительно момента прогноза. Метод селекции отбирает из этих переменных 4 значимых, модель (А) имеет вид

$$\begin{aligned} aa_i = 1.84 + 0.61 aa_{i-1} + 0.19 aa_{i-10} \\ + 0.08 aa_{i-11} + 0.04 aa_{i-4}, \end{aligned} \quad (2)$$

а модельный прогноз изображен на рис. 1. В дальнейшем удобно характеризовать исследуемые модели двумя параметрами: коэффициентом корреляции r между прогнозом и реальными значениями *аа*-индекса на интервале построения модели, описывающим качество модели на этом интервале, и коэффициентом корреляции r' между теми же

величинами на 22-летней контрольной части ряда, являющимся мерой устойчивости модели.

В данном случае качество модели (А) $r = 0.77$ достаточно высоко, однако ее устойчивость $r' = 0.42$ невелика. Кроме того, можно видеть, что модель прогноза в основном опирается на значение aa -индекса, сдвинутого на 1 год, то есть близка к простейшей “инерционной” модели.

Будем теперь проводить селекцию переменных, исходя из полного набора возможных входных индексов: aa , W , A , $LatM$ и $ADEx$. Полученная модель (В) включает 13 входных переменных и изображена на рис. 2. Мы видим, что качество модели стало выше ($r = 0.86$), и модель уже не тяготеет к инерционной, однако ее устойчивость по-прежнему низка ($r' = 0.51$).

Для улучшения качества прогноза мы можем модифицировать соотношение (2) следующим образом. Назовем “фазой цикла” данного года величину

$$\varphi((T_i) = \varphi_i = (T_i - T_{i,\max})/11,$$

где $T_{i,\max}$ — год максимума цикла, которому принадлежит год T_i и рассмотрим модели вида

$$aa_i = \sum_{j,s} c_{j,s}(\varphi_i) X_{i-s}^{(j)}, \quad (3)$$

введя, таким образом, зависимость регрессионных коэффициентов $c_{j,s}$ от фазы цикла. Легко понять, что в общем случае произвольной зависимости c от φ такая модель эквивалентна набору независимых линейных моделей, каждая из которых соответствует своей фазе $\varphi = 0, \pm 1/11, \pm 2/11, \dots$. Однако мы можем предположить, что эта зависимость является достаточно гладкой (и модели для близких значений фазы, таким образом, зависимы). В этом случае, разлагая коэффициенты $c(\varphi)$ в ряд вблизи нуля, мы можем записать (3) в виде

$$aa_i = \sum_{j,s} c_{j,s}(0) (1 + \alpha\varphi_i + \beta\varphi_i^2 + \dots) X_{i-s}^{(j)} \quad (4)$$

или, введя новые переменные

$$X_i'^{(j)} = \varphi_{i+s} X_i^{(j)}, \quad X_i''^{(j)} = \varphi_{i+s}^2 X_i^{(j)}, \quad \dots,$$

в эквивалентной форме

$$aa_i = \sum_{j,s} \left(c_{j,s} X_{i-s}^{(j)} + c'_{j,s} X_{i-s}'^{(j)} + c''_{j,s} X_{i-s}''^{(j)} + \dots \right). \quad (5)$$

Таким образом, обрывая ряд на k -м члене (ниже мы всюду будем ограничиваться $k = 2$), мы сводим класс моделей (3) к классу линейных моделей (2), увеличивая при этом в k раз число входных переменных.

Исходя из полного набора возможных индексов и проведя селекцию в классе моделей типа (5), мы приходим к модели (C) с 11 входными переменными, изображенной на рис. 3. Можно видеть, что эта модель не обладает особыми преимуществами по сравнению с предыдущими. Однако селекция среди более узкого класса моделей (для того же временного промежутка 1914–2002), исходными входными индексами для которого являются только aa и W , приводит к модели (D) (рис. 4), которая обладает как хорошим качеством ($r = 0.83$), так и достаточно высокой устойчивостью ($r = 0.75$). Такое улучшение модели при уменьшении количества степеней свободы объясняется, по-видимому, тем, что алгоритм селекции, несмотря на наши усилия, переусложнил модель (C), что привело к снижению ее предсказательной силы на контрольном интервале.

Проделав ту же операцию, что и при построении модели (D), но для максимального общего для индексов W и aa промежутка времени (1868–2002), мы получим прогнозную модель (E) с 14 входными переменными, $r = 0.87$ и $r' = 0.69$ (рис. 5).

Наконец, используя в качестве входного индекса только W , мы также получаем качественную и устойчивую ($r = r' = 0.80$) модель (F) (рис. 6).

Для того, чтобы оценить относительные вклады в модель отдельных входных параметров, удобно ввести нормированные переменные AA , w , w' и w'' , полученные нормировкой на нулевое среднее и единичную дисперсию исходных переменных aa , W , $W' = \varphi \cdot W$ и $W'' = \varphi^2 \cdot W$ соответственно. В этих переменных модель (F) имеет вид

$$\begin{aligned} AA_i = & 0.63 w_{i-1} - 1.04 w'_{i-1} + 0.97 w''_{i-1} \\ & + 0.53 w'_{i-2} - 0.30 w''_{i-3} + 0.24 w_{i-4} \\ & - 0.089 w_{i-5} + 0.32 w_{i-9} + 0.21 w'_{i-10} \\ & - 0.27 w''_{i-10}. \end{aligned} \quad (6)$$

Можно видеть, что для модели важны, прежде всего, значения числа Вольфа за предыдущий год, хотя вклад в прогноз дают и индексы в эпоху предыдущего максимума.

Наконец, аналогичным образом мы можем строить прогнозы на несколько лет вперед. Одна из таких прогнозных моделей на два года вперед (G), основанная на индексах aa и W и включающая 9 входных переменных, изображена на рис. 6. Ее качество

r несколько ниже, чем при прогнозе на один год (D), однако устойчивость r' даже возросла.

4. РЕКОНСТРУКЦИЯ АА-ИНДЕКСА

Тот факт, что полученная выше прогнозная модель (F) обладает достаточно хорошими характеристиками, указывает на то, что связь между среднегодовыми значениями aa -индекса и числами Вольфа за предыдущие годы довольно сильна. Это позволяет нам, используя известный ряд чисел Вольфа и строя модель аналогичным методом (с тем отличием, что теперь в качестве входной переменной может использоваться не только ряд чисел Вольфа, сдвинутый в прошлое на 1–11 лет, но и несдвинутый ряд), построить реконструкцию aa -индекса с начала XVIII-го века. В нормированных переменных модель реконструкции имеет вид

$$\begin{aligned} AA_i = & -0.73 w'_i + 0.55 w''_i + 0.72 w_{i-1} \\ & + 0.01 w'_{i-1} + 0.36 w'_{i-2} + 0.18 w_{i-4} \\ & + 0.30 w_{i-9} + 0.04 w'_{i-9} + 0.33 w'_{i-10} \\ & - 0.33 w''_{i-10} - 0.19 w'_{i-11} \\ & - 0.05 w_{i-11}, \end{aligned} \quad (7)$$

а ее график изображен на рис. 8. На том же графике, для сравнения, приведена реконструкция aa -индекса, полученная Наговицыным [2, 10]. Реконструкции имеют сходный вид, а коэффициент корреляции между ними на общем промежутке (1711–1867) равен 0.68. Единственное существенное расхождение между двумя рядами приходится на anomalously длинный промежуток между максимумами 4 и 5 солнечных циклов (1788–1805), когда значения фазы φ велики и разложение коэффициентов регрессии в ряд вблизи нуля, использованное в (4), перестает быть корректным.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше был предложен метод прогноза, основанный на селекции моделей при наличии внешнего критерия качества. Мы показали, что этот метод позволяет сделать прогноз

среднегодового *aa*-индекса с заблаговременностью один или два года и достаточно высоким уровнем достоверности — коэффициент корреляции между прогнозным и реальным значениями достигает 0.8. При этом наиболее существенной для прогноза является информация о поведении самого *aa*-индекса и чисел Вольфа, а использование в качестве дополнительных предикторов некоторых других солнечных индексов (средние площади и широты пятен, интенсивность аксиального диполя общего магнитного поля Солнца и т.д.) не повышает его качества.

Как было нами продемонстрировано, введение в регрессионные коэффициенты модели нелинейной зависимости от фазы солнечного цикла позволяет существенно улучшить устойчивость моделей. При этом нужно отметить, что метод использует информацию о положении года, на который делается прогноз, относительно максимума солнечного цикла. Эта информация, вообще говоря, должна быть получена каким-либо независимым способом. Однако можно рассчитывать, что зависимость регрессионных коэффициентов от фазы цикла является достаточно гладкой, и небольшая (1–2 года) ошибка в предсказании года будущего максимума цикла не сильно сказывается на точности прогноза *aa*-индекса.

Нами также было показано, что установленная связь между *aa*-индексом и числом Вольфа может быть использована для реконструкции уровня геомагнитной активности в прошлом.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 05-07-90107 и 06-02-16268, а также Программ Президиума РАН “Солнце-Земля” и ОФН РАН №16.

-
1. Cliver E.W., Ling A.G., Wise J.E., and Lanzerotti L.J. A prediction of geo-magnetic activity for solar cycle 23. // J. Geophys. Res., Vol.104, p.6871 (1999).
 2. “Extended time series of Solar Activity Indices (ESAI) database”, http://www.gao.spb.ru/database/esai/aa_mod.txt
 3. Feynman J. and Gu X.Y. Prediction of geomagnetic activity on time scales of one to ten years. // Reviews of Geophysics, Vol. 24, pp.650–666 (1986).

4. Halenka J. and Janáčková A.. On the possibility of long-range forecasts of geomagnetic activity. // *Studia Geophysica et Geodaetica*, Vol.28, No.3, pp.294–305 (1984).
5. Ивахненко А.Г., Мюллер И.А. Самоорганизация прогнозирующих моделей. К. Техника. 1984. 220 с.
6. Иванов В.Г., Милецкий Е.В., Сб. трудов конф. “Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца”. 2002, Санкт-Петербург, с.195.
7. Kopecký M.. Sunspot indices characterizing the 11-year cycle as a whole and their relationship to the analogous indices of geomagnetic activity. // *Studia Geophysica et Geodaetica*, Vol.34, No.1, pp.37–45 (1990).
8. Madala H.R. and Ivakhnenko A.G. Inductive Learning Algorithms for Complex Systems Modeling. CRC Press Inc., Boca Raton, 1994.
9. Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., Obridko V.N., and Shelting B.D. Large-scale magnetic field and sunspot cycle. // *Solar Phys.*, Vol.198, pp.409–421 (2001).
10. Nagovitsyn Yu.A.) Solar and Geomagnetic Activity on a Long Time Scale: Reconstructions and Possibilities for Forecasts. // *Astronomy Letters*, Vol.32, No.5, pp.382–391 (2006).

POSSIBILITIES FOR LONG-RANGE PREDICTION OF GEOMAGNETIC ACTIVITY

V. G. Ivanov and E. V. Miletsky

Possibilities for a long-range (with one-year or longer lead time) forecast of average annual geomagnetic activity level are studied. Different characteristics of solar activity are examined as candidates to the predictors. An approach is used that allows effective selecting of input variables significant for the forecast. A method is proposed that uses information about the phase of the 11-year cycle for construction of the forecasting model. It is demonstrated that with this phase taken into account the quality of the resulting model essentially increases. Control forecasts on an independent set of data show good stability of the obtained models.

It is demonstrated that the proposed approach is also applicable to reconstruction of the annual means of aa-index since the beginning of the 18th century.

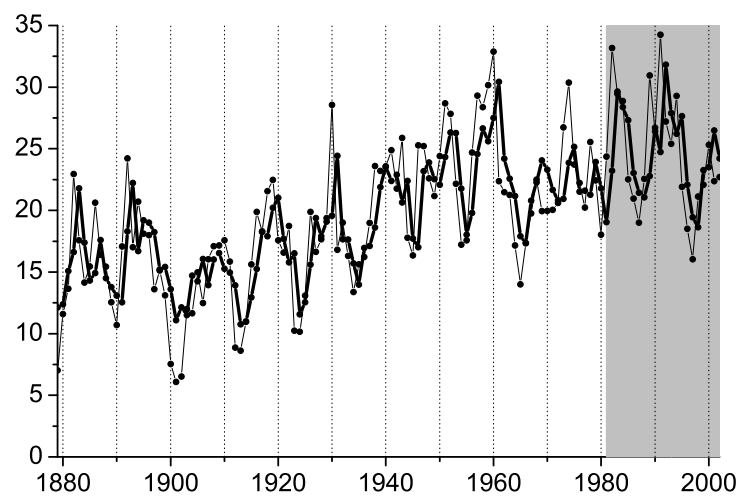


Рис. 1. Модель (А). Тонкая кривая соответствует реальным значениям *aa*-индекса, жирная кривая — прогнозу. Корреляция на интервале построения $r = 0.77$, на контрольном интервале (выделенном серой заливкой) $r' = 0.42$.

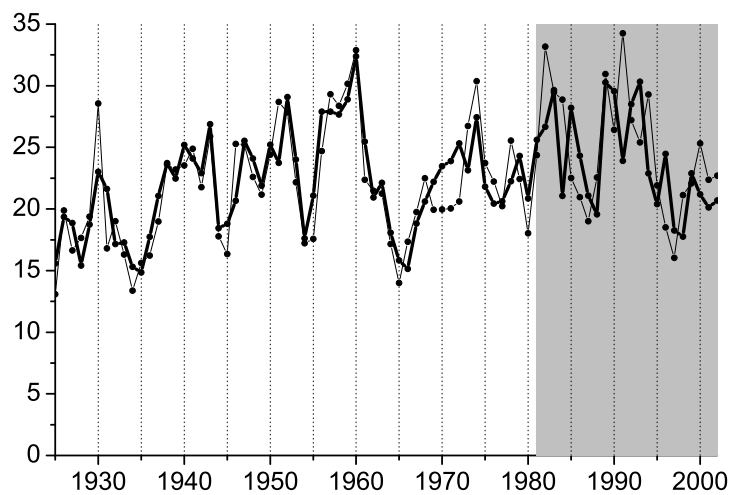


Рис. 2. Модель (В), $r = 0.86$, $r' = 0.51$. Обозначения те же, что на рис. 1.

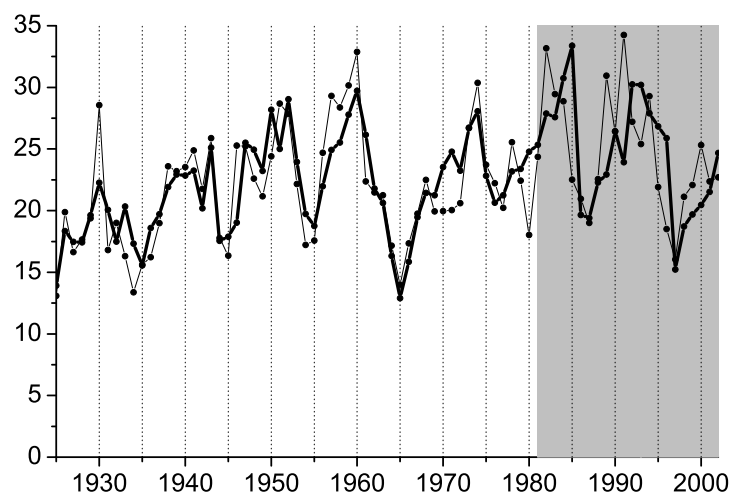


Рис. 3. Модель (C), $r = 0.83$, $r' = 0.49$. Обозначения те же, что на рис. 1.

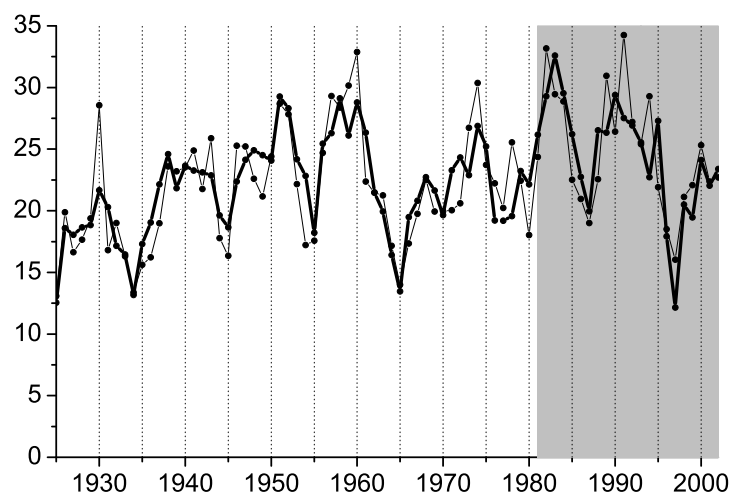


Рис. 4. Модель (D), $r = 0.83$, $r' = 0.75$. Обозначения те же, что на рис. 1.

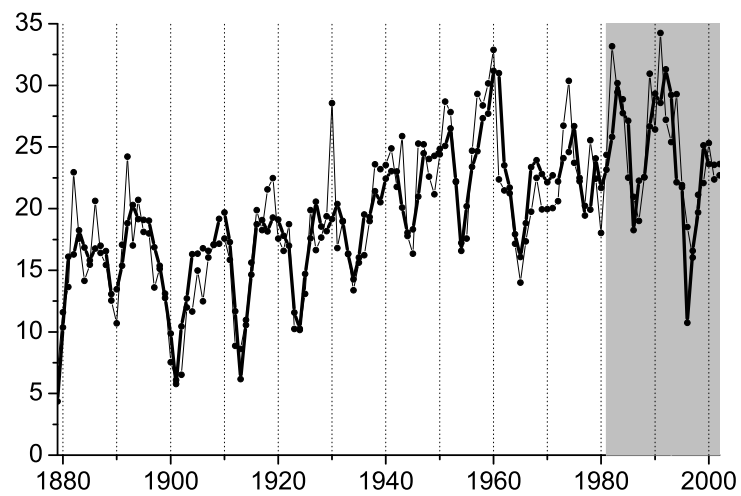


Рис. 5. Модель (E), $r = 0.87$, $r' = 0.69$. Обозначения те же, что на рис. 1.

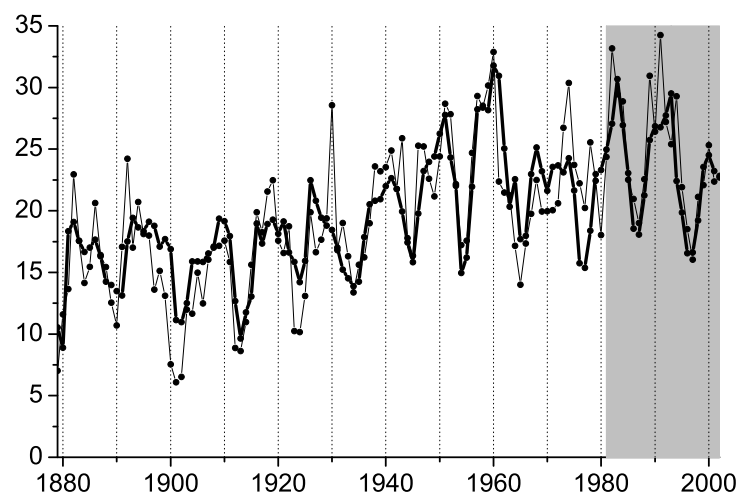


Рис. 6. Модель (F), $r = 0.80$, $r' = 0.80$. Обозначения те же, что на рис. 1.

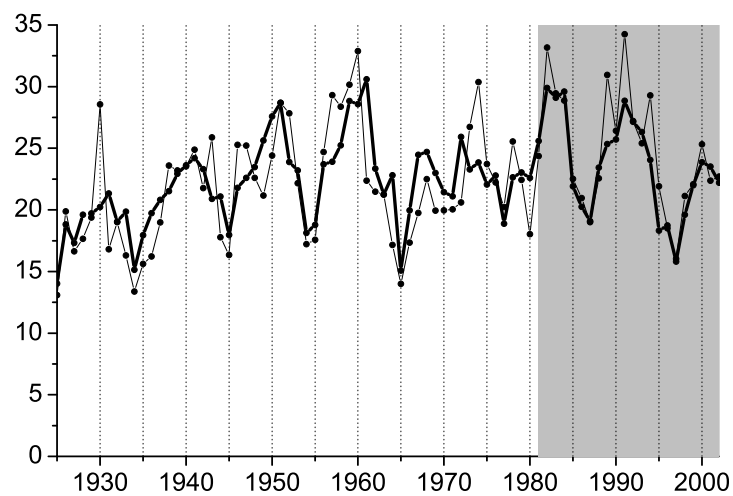


Рис. 7. Модель (G) , $r = 0.72$, $r' = 0.90$. Обозначения те же, что на рис. 1.

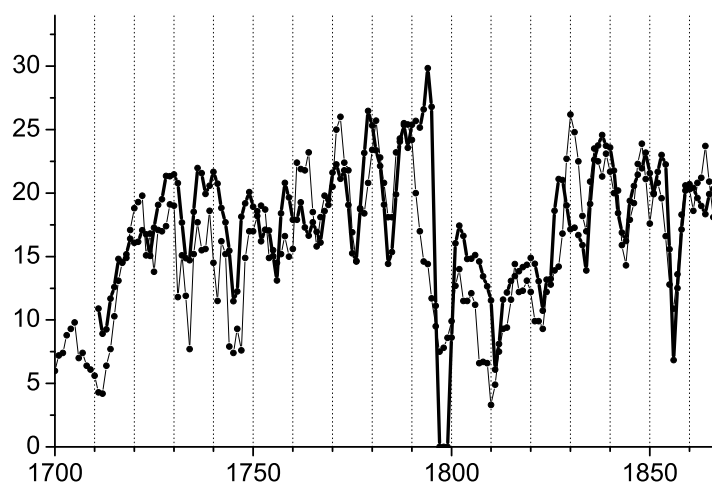


Рис. 8. Реконструкция aa -индекса из данной работы (жирная кривая) в сравнении с реконструкцией по данным [2, 10] (тонкая кривая)

Сравнительный анализ экстремальных возмущений на Солнце и в гелиосфере

О.С. Яковчук¹ И.С. Веселовский^{1,2}

¹Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцина

²Институт космических исследований РАН

Исследование экстремально сильных возмущений на Солнце, в гелиосфере и магнитосфере представляет большой практический интерес, как для прогнозирования, так и для оценки проявлений космической погоды. Все наиболее сильные гелиосферные и магнитосферные возмущения имеют свои причины на Солнце, которые часто ассоциируются с теми или иными наблюдательными признаками и проявлениями солнечной активности. В настоящее время состояние космической погоды в околоземном пространстве принято иногда оценивать по пятибалльной шкале [1] по следующим параметрам: 1) рентгеновский балл (R1-R5); 2) солнечные протонные события (S1-S5); 3) геомагнитные бури (G1-G5). Экстремальные события (R5, S5, G5) являются по определению необычными, то есть относительно редкими. В нашей работе проводится статистический анализ по трём позициям G, S, R, а также по некоторым другим индексам. Несмотря на то, что наблюдательная статистика таких событий мала, мы пытаемся выявить их сходство и различие. Экстремальные события отличаются значительным разнообразием по своим параметрам, однако имеется тенденция очень сильных событий проявлять себя экстремально по всем параметрам.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время после наблюдения в 2003-2004 году экстремальных по своей силе возмущений на Солнце, в гелиосфере и магнитосфере стала особенно актуальна проблема, связанная с изучением причин и особенностей таких событий [2–10]. Изучение этих явлений сопряжено с известными трудностями: наблюдательная статистика мала, отсутствуют надёжные динамические модели, а также экстремальные события являются по определению относительно редкими. Тем не менее, можно указать несколько интересных особенностей таких явлений: 1) разнообразие характеристик и параметров; 2) отсутствие признаков универсальности при наличии сходных проявлений в мощных вспышках и корональных выбросах массы на Солнце; 3) глобальный и множественный характер наиболее сильных возмущений на Солнце и в гелиосфере; 4) связь таких событий с долготной асимметрией Солнца и с более длительными изменениями в недрах Солнца, в том числе, циклическими и спорадическими [3]. Более деталь-

ные сведения можно найти в обзоре [10]. Цель данного сообщения - попытка сравнительного и статистического анализа экстремально сильных возмущений.

2. ДАННЫЕ И ИХ АНАЛИЗ

Состояние космической погоды в настоящее время оценивается по пятибалльной шкале NOAA [1] по следующим параметрам (Табл. 1): 1) рентгеновский балл (R1-R5)- максимальная интенсивность электромагнитного излучения Солнца, измеренного на околоземной орбите в диапазоне мягкого рентгеновского излучения 1 - 12,5 кэВ, на длине волны - 0,1-0,8 нм. Воздействие максимальных интенсивностей приводит к внезапным ионосферным возмущениям, нарушениям радиосвязи. В нашей работе мы используем баллы R4-R5; 2) солнечные протонные события (S1-S5) - измерение потока протонов на околоземной орбите, в единицах pfu (число протонов, в данном случае с энергией > 10 МэВ через 1 см^2 за 1с в стерадиане). Воздействие событий баллов S2-S5 приводит к нарушениям радиосвязи на полярных трассах, а также здоровье космонавтов может подвергаться радиационному риску. В нашей работе мы используем события S3-S4, так как события балла S5 пока не наблюдались; 3) геомагнитные бури (G1-G5) - возмущение геомагнитного поля, как результат воздействия на магнитосферу потока солнечной плазмы с повышенной плотностью, температурой, скоростью частиц и южной ориентацией Vz-компоненты межпланетного магнитного поля. Баллы определяются по значениям трёхчасового геомагнитного индекса Kp. В нашей работе мы используем события баллов G4-G5.

Таким образом, можно было бы определить экстремальные события как большие мощные вспышечные явления, следствием которых в околоземном космическом пространстве является осуществление максимальных возмущений во всех трех позициях, т.е. R5, S5, G5. [1, 2]. Однако, за весь период наблюдений, начиная со знаменитой кэррингтоновской бури 01.09.1859 г. событий баллов R5, S4 (т.к. событий с S5 не наблюдалось), G5 всего два: август 1972 года и октябрь 2003. Поэтому в нашей работе мы называем событие экстремальным, если хотя бы один из параметров R, S, G достигает баллов 4 и 5. Мы составили базу данных по экстремальным возмущениям, которая насчитывает 81 событие при таком определении (Табл. 2).

На рисунке 1 представлено распределение экстремальных событий по солнечному циклу (числа Вольфа).

Иногда считается, что экстремальные вспышечные события проявляются на спаде цикла солнечной активности, тем не менее, цикл 18 не удовлетворяет этому утверждению. Событие 6

февраля 1986 года проявилось в минимуме солнечной активности, когда наблюдалась вспышка балла X1/3B и буря Dst= -307нТ, по значению очень близко к максимальному Dst в этом цикле. Это хорошо видно из таблицы 3 где представлены экстремальные солнечные события по циклам.

Видно, что по количеству вспышек с рентгеновским баллом $X > 10$ лидирует 22-ой цикл, по протонным событиям- 20-ый, по значению Ap - 19-ый, а по Dst - 22-ой. В таблице 4 представлены пять самых экстремальных событий по четырём индексам солнечной активности, известных за весь период наблюдений.

3. ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ В 23-М СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

В октябре-ноябре 2003 г. на Солнце, в гелиосфере и магнитосфере Земли имели место экстремальные по своей амплитуде возмущения многих физических характеристик, наиболее ярко проявившихся в виде мощных корональных выбросов массы, солнечных вспышек и геомагнитных бурь [3–9]. В ноябре 2004 года на Солнце также наблюдалась большая активность, породившая ряд неожиданно сильных межпланетных и магнитосферных возмущений [6–9]. В течение солнечного оборота с 3 по 29 ноября 2004 г. предсказывалась низкая или умеренная солнечная активность с возможными вспышками М-класса. Более подробно об этом прогнозе сказано в сообщении SWO PRF 1522 от 2 ноября (<http://www.sec.noaa.gov/weekly/pdf/prf1522.pdf>). Предупреждения о возможных сильных геомагнитных бурях были сделаны прогностическими центрами уже после того, как были зарегистрированы выбросы типа гало в поле зрения коронографов LASCO/ SOHO. Похожая по своей неожиданности ситуация имела место и в сентябре 2005 года. Активность октября-ноября 2003 года и ноября 2004 года можно отнести по некоторым параметрам к разряду сильнейших не только в текущем 23-ем цикле, но и за весь период наблюдений. Так, например, событие 28 октября 2003 года оказалось максимальным по всем трём позициям R5/S4/G5 и стало самым экстремальным событиям за последние 30 лет. Вспышка рентгеновского балла X17.2 и оптического 4B (координаты S16E08L286 АО 10486) с выбросом корональной массы со скоростью 2459 км/с привела в результате к рекордному за 23-ий цикл значению потока протонов с энергией > 10 МэВ - 33600 pfu. Ударная волна с последующим слоем $B_z < 0$, и магнитным облаком с ориентацией NS породили бурю со значениями геомагнитных индексов $A_p = 252$ нТ и $Dst = -363$ нТ. Интересная с солнечной и гелиосферной точки зрения ситуация имели место 7 ноября 2004 года (R2/S1/G5). Яркий и очень широкий петлевой фронт по данным коронографа SOHO/LASCO C2 развивался, главным образом, на

WNW (координаты N09W17), со слабым распространением к югу, образуя полное гало к моменту времени 17:06 UT (ftp://lasco6.nascom.gov/pub/lasco/status/LASCO_CME_List_2004). Первое появление выброса на C3 зарегистрировано в 17:18 UT. Средняя скорость распространения возмущения в картинной плоскости была 1460 км/с. Это явление некоторые наблюдатели первоначально связывали с активной областью 10696, таким образом, пытаясь заранее локализовать причины геомагнитных бурь исключительно в той или иной активной области [6, 7]. В действительности же рассматриваемые самые крупные события в гелиосфере были связаны также и с более крупномасштабными структурами и процессами в атмосфере Солнца, носившими, в частности, трансэкваториальный характер, и были порождены именно ими [7]. Они полностью обусловлены множественными выбросами коронального вещества с магнитными полями и электрическими токами в них, охватывающими большие участки на Солнце, включающими в себя несколько активных областей вблизи центрального меридиана и в юго-западной части диска. Наглядным свидетельством крупномасштабности структур является исчезновение трансэкваториального петельного протуберанца, что отчетливо прослеживается в последовательных изображениях, полученных в линии H-альфа на солнечной обсерватории Kanzelhöhe. (Рис. 2). Магнитное поле в короне, вычисленное по магнитограммам Солнца Г.В.Руденко (<http://bdm.iszf.irk.ru>) в различных приближениях, также свидетельствует о существовании крупных динамических петель и нелокальной динамической связи между различными активными областями в данном случае [9].

Ситуация февраля 1986 года повторилась в декабре 2006 года, когда произошло два экстремальных вспышечных события для минимума цикла солнечной активности (Рис. 3).

Вспышки рентгеновского балла X 9.0 (10:35 UT 5 декабря 2006) и балла X6.3 (18:47 UT 6 декабря 2006) произошли вблизи восточного лимба Солнца, хорошо проявились в высокоэнергичных частицах (максимальный поток протонов с энергией > 10 МэВ составил 1980 pfu), но геомагнитной бури не вызвали. Событие 13 декабря 2006 года рентгеновского балла X3.4 (02:40 UT), также является экстремальным для минимума цикла солнечной активности. Максимальное значение потока протонов с энергией > 10 МэВ составило 698 pfu. Корональный выброс массы типа гало привёл к достаточно сильной геомагнитной буре балла G3 с максимальным $Dst = -184$ нТл за этот период. Оба события демонстрируют известное различие в профиле протонных возрастных - медленное диффузионное развитие для восточных вспышек и быстрый прямой приход - для восточных. Экстремальные события можно классифицировать не только по RSG-баллам, но и по другим признакам. Так, например, в таблице 5 показано десять экстремальных событий по скорости коронального выброса массы.

Интересно, что рекордное событие 12.05.2000 по величине скорости за 23 солнечный цикл не дало никаких результатов в околоземном пространстве, что связано с геометрией события и его расположения вблизи лимба.

4. RGS-СТАТИСТИКА

Несмотря на то, что статистика экстремальных событий невелика, мы попытались рассмотреть, как ведут себя отобранные 81 событие (Табл. 2) с точки зрения распределения по баллам RSG. Для этого мы представили каждый из параметров RSG, как вектор в обобщённом пространстве событий RSG. Значения параметров RSG рассматриваются как три координаты в этом пространстве. Зафиксировав поочередно значения R (рис. 4 а), S (рис. 4 б) и G (рис. 4 в) мы построили карту плотностей событий в плоскостях SG, RG, RS соответственно для разных баллов фиксированных параметров. Наибольшая плотность для всех рассматриваемых событий находится в правом верхнем углу для каждого параметра.

Это говорит о том, что, несмотря на сложившееся мнение о многообразии вспышек и корональных выбросов массы без их дальнейших проявлений в околоземном пространстве, а также сильных геомагнитных бурь без значимых проявлений на Солнце, статистика таких событий для экстремальных возмущений незначительна. Это также подтверждается простым распределением на рисунке 5, которое демонстрирует статистическое преимущество событий баллов высоких баллов 3-5 над 1 и 2.

Таким образом, несмотря на небольшую статистику экстремальных событий, наблюдается тенденция сильных событий проявлять себя экстремально по всем позициям. Образно говоря, - "деньги к деньгам независимо от того, в какой они валюте".

5. ВЫВОДЫ

В работе предпринята попытка рассмотрения экстремально сильных возмущений на Солнце, в гелиосфере и магнитосфере с разных точек зрения. Составлена база данных по экстремальным возмущениям, которая насчитывает 75 событий. Иерархическая соподчинённость различных пространственно-временных структур, режимов и масштабов для очень сильных возмущений остаётся во многом неясной и требующей дополнительных исследований, как наблюдательных, так и теоретических. Экстремальные события отличаются значительным разнообразием по своим параметрам, в связи с этим невозможно указать достаточно надёжные

и обоснованные горизонты их прогнозирования. Тем не менее, эти события поддаются классификации. Несмотря на то, что статистика мала, наблюдается тенденция сильных событий проявлять себя экстремально по всем позициям.

БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование поддержано грантами РФФИ 06-05-64500, 07-02-00147 и 04-01-00506, ИНТАС 03-51-6202, программами РАН "Происхождение и эволюция звезд и галактик ОФН-16 и П-16, Межфакультетским инновационным грантом МГУ.

-
1. NOAA Space Weather Scales, www.sec.noaa.gov/NOAA_scales/.
 2. В.Н. Ишков, Солнечно-земная физика **8**, С.19-23, (2005).
 3. И.С. Веселовский, А.В.Дмитриев, И.А.Житник и др., Астрономический вестник **39**, 2, С.1-7 (2005).
 4. И.С. Веселовский, М.И. Панасюк, С.И. Авдюшин и др., Космические исследования **42**, С.453-508 (2004).
 5. М.И. Панасюк, С.Н.Кузнецов, Л.Л.Лазутин и др., Космические исследования **42**, 5, С. 509-554 (2004).
 6. Ю.И. Ермолаев, Л.М. Зеленый, Г.Н. Застенкер, и др., Геомагнетизм и Аэрномия, **45**, 6, С. 723-763 (2005).
 7. A.N. Zhukov, Van der Linden R., P. Vanlommel, et al. *First European Space Weather Week, ESTEC, Noordwijk, Netherlands, 29 November-4 December 2004*, <http://www.congrex.nl/04c27/4>(2004).
 8. V. Yurchyshyn, *RHESSI, SOHO, TRACE Workshop: Coordinated observations of flares and CMEs, Sonoma, California, December 8-11, 2004*, <http://sprg.ssl.berkeley.edu/RHESSI/rst/abstracts/yurchyshyn.txt>(2004).
 9. И.С. Веселовский, О.С. Яковчук, *Труды XI Пулковской международной конференции по физике Солнца: Солнечная активность, как фактор космической погоды., ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, 4-9 июля 2005 год*, С. 303 (2005).
 10. R. Schwenn, Living Rev. Solar Phys. **3**, <http://www.livingreviews.org/lrsp-2006-2>(2006).
 11. H.W. Dodson, E.R. Dodson, WDC-A Report UAG-52 (1975).

COMPARATIVE STUDY OF EXTREME EVENTS ON THE SUN AND IN THE HELIOSPHERE

O. S. Yakovchouk, I. S. Veselovsky

The study of extreme events on the Sun and in the heliosphere is practically important for better understanding, evaluation and forecast of space weather conditions. All strongest perturbations in the magnetosphere are directly driven by these perturbations, which are manifested as solar flares, coronal mass ejections and other signatures of the solar and heliospheric activity. In this work, we investigated statistical properties of the set of strongest events according to some fixed criteria in standard categories R, S, G [1]. Here R is the X-ray index (R 1- R 5), S- index of solar proton events (S 1- S 5), G- index of geomagnetic activity (G 1- G 5). Statistics is rather poor (81 events were selected). Events are different. Nevertheless, the tendency of strongest events to be extremely strong in all positions is clearly demonstrated.

Таблица 1. Пятибалльная шкала космической погоды NOAA [1]

Шкала NOAA Балл (обстановка)	R Поток рентгеновского излучения (рентгеновский балл вспышки)	S Поток солнечных протонов с энергией >10МэВ в максимуме	G Геомагнитная буря(значение Кр индекса)
5 - экстремальная	X20 ($2 * 10^{-3}$, Вт/м ²)	100 000 pfu	9
4 - сильно-возмущённая	X10 (10^{-3} , Вт/м ²)	10 000 pfu	8 или 9-
3 - возмущённая	X1 (10^{-4} , Вт/м ²)	1000 pfu	7
2 - слабо-возмущённая	M5 ($5 * 10^{-5}$, Вт/м ²)	100 pfu	6
1 - спокойная обстановка	M1 (10^{-5} , Вт/м ²)	10 pfu	5

Таблица 2. Отобранные экстремальные события: 1 столбик - номер упорядочения, 2 - год события, 3 - дата события на Солнце, 4 - время вспышечного события, 6 - координаты АО, 7 -номер АО по шкале NOAA, 8- оптический и рентгеновский балл вспышки (до 1 января 1966г. использовались только три оптических балла вспышек:1, 2, 3. Балл 3+ - наиболее крупные вспышки, теперь класс 4, [11]), 9 - скорость коронального выброса массы, в км/с, 10 - поток солнечных протонов в максимуме в единицах pfu, 11- дата и длительность геомагнитной бури (в скобках, час), 12 - максимальное значение Ар-индекса, 13 - баллы по шкале NOAA [1, 2].

N	Год	Дата	UT	координаты	AR	Балл вспышки	KBM	SEP	Дата (t)	Ap	R	S	G
1	1859	01.09.1859									5		5
2	1940	23.03.1940	11:30	N27E37		3			23-27.03 (78)	277			5
3		27.03.1940	17:10	N12W17		3			28.03-2.4(87)	226			4
4	1941	03.07.1941	15:09	N12E03		3+			04.-08.7(69)	222			5
5		17.09.1941	7:35	N08W08		3+			17-20.09 (60)	312			4
6	1946	27.03.1946	4:10	N19E05		3			27-29.03(39)	215			4
7		25.07.1946	16:10	N21E16		3+			25-28.07(36)	212			5
8		19.09.1946	3:15	N21E08		3			21-24.09(63)	214			5
9	1949	19.11.1949		S02W70		3+		41(>435)		80			2
10	1956	23.02.1956		N23W80		3		250(>435)		236			4
11	1957	31.08.1957	13:21	N25W02		3			01-6.09(105)	221			5
12	1958	07.07.1958	0:20	N28W07		3+			07-10.07(48)	216			5
13	1959	14.07.1959	3:42	N17E07		3+		240(>88)	15-17.07 (42)	252			5
14	1960	29.03.1960	6:50	N12E31		2+			30.03-4.4(93)	251			4

N	Год	Дата	UT	координаты	AR	Балл вспышки	KBM	SEP	Дата (t)	Ap	R	S	G
15		10.11.1960	10:09	N29E20		3+			11-15.11 (54)	293		4	
16		12.11.1960		N26W05		3+		21000				4	4
18	1961	12.07.1961		S07E22		3+		25000				4	4
19	1967	23.05.1967	18:35	N28E25		3B			24-27.05 (45)	241		5	
20	1972	04.08.1972	6:17	N14E08	331	X>5/3B		86000	03-07.08(81)	223	5	4	5
21		07.08.1972			331	X>5.4(>30)				111	5	3	3
22	1974	04.07.1974		S14L156	433				4-07.07(57)	142	4	3	4
23	1978	28.04.1978	13:06	N22E41	1092	X5/4B		1000	29.04-5.05(111)	130	4	3	4
24		11.07.1978		N18E45L170	1203	X>12.5 (X15)			13-15.07(15)	51	4	1	2
25		23.09.1978	10:23	N35W50	1294	X1/3B		2200	25-27.09(6)	43	3	3	2
26	1980	07.10.1980	23:08	S19E88	3390	X3/1B		2000	10-11.10(15)	51	3	3	2
27	1982	06.06.1982	16:37	S11E26L086	3763	X12.0/3B		30	9-11.06(21)	51	4	1	2
28		09.07.1982	7:20	N18E76	3804	X9/3B		2900	11-15.07(78)	229	4	3	5
29		13.07.1982		N11E36	3804	X7.1/3B		2900			3	3	5
30		15.12.1982	2:02	S09E24L077	4026	X12.9/2B		130	19-12.12(21)	62	4	3	3
31		17.12.1982		S08W20L089	4025	X10.1		85	19-21.12(21)	46	4	1	3
32	1984	24.04.1984		S11E45L334	4474	X13/4B		2500	25-27.04(42)	102	4	3	4
33		20.05.1984		S07E53L357	4492	X10.1		31	20-22.05(21)	80	4	1	2
34	1986	06.02.1986	6:06	S08W02	4711	X1/3B		130	6-10.02(63)	228	3	2	5
35	1989	06.03.1989	14:05	N33E71L	5395	X15/3B		3500		56	4	3	1
36		08.03.1989		N33E71	5395	X>12/3B		3500	12-16.03 (69)	56	4	3	1
37		10.03.1989	18:37	N32E22	5395	X4		3500	12-16.03 (69)	285	3	3	5
38		17.03.1989	17:44	N33W60	5395	X6/2B		2000	20-22.03(36)	70	3	3	3
39		12.08.1989	14:27	S16W38	5629	X2.6/2B		9200	13-16.08 (54)	77	3	4	3
40		16.08.1989	0:54	S15W85L076	5629	X>12.5?(X20)		1000	17.08(3)	44	5	3	2
41		29.09.1989	11:39	S32W90	5698	X9.8/2N		4500		27	4	3	1
42		19.10.1989	12:58	S25E10L211	5747	X13/4B		39000	19-23.10(69)	236	4	4	4
43		30.11.1989	12:27	N25W52	5800	X2.6/2N		4340		80	3	3	2
44	1991	25.01.1991		S12E90L	6471	X10.7				39	4	1	1
45		22.03.1991	22:47	S26E28	6555	X9.4/3B		50000	24-27.03(84)	181	4	4	4
46		01.06.1991	14:56	N25E90L248	6659	X>12.5/1F (26m)			3-7.06(54)	196	5		3
47		04.06.1991	3:37	N30E70L248	6659	X>12.5/3B (19m)		3000	3-7.06(54)	149	5	3	4
48		06.06.1991	0:58	N33E44L248	6659	X>12.5/4B (26m)		3000	8-14.06(132)	111	5	3	3
49		09.06.1991		N32E13L248	6659	X10.0		3000	8-14.06(132)	271	4	3	4
50		11.06.1991	1:56	N32W15L248	6659	X>12.5/2B (17m)		3000	16-18.06(24)	179	5	3	4
51		15.06.1991	8:10	N33W66L248	6659	X>12.5/3B(22m)		1400	16-18.06(24)	154	5	3	3

N	Год	Дата	UT	координаты	AR	Балл вспышки	KBM	SEP	Дата (t)	Ap	R	S	G
52		07.07.1991	2:23	N26E03	6703	X1/2B		2000	7-10/07(48)	128	3	3	4
53	1992	08.05.1992	15:46	S25E07	7154	M7.4/2N		4550	9-12.05(54)	193	2	3	4
54		30.10.1992	18:16	S22W61	7321	X1/2B2700		13700			3	4	1
55	1994	20.02.1994	1:41	No9W02	7671	M4/3B(21-22)		10000	20-23.02(39)	139	2	4	4
56	1998	20.04.1998	10:21	S43W90	8194	M1/Epl	1007	1700	23-24.04(6)	40	1	3	2
57		30.09.1998	13:50	N23W82	8340	M2/2N	NA	1200			1	3	1
58	2000	14.07.2000	10:54	N22W07	9077	X5/3B	1674	24000	13-17.07(54)	192	3	4	5
59		08.11.2000	23:06	N10W77	9213	M.7.4/3F	1738	14800	09-11.11(12)	84	2	4	2
60		24.11.2000	1:31	N20W05	9236	X2/3B	2519	940	26-28.11(21)	57	3	2	2
61	2001	29.03.2001	10:26	N20W19	9393	X1/1N	942	35	30.03-1.04(42)	192	3	1	4
62		02.04.2001	22:06	N19W90L152	9393	X>17.5 (X20)	2505	1100		48	5	3	1
63		10.04.2001	05:30	S23W09	9415	X2/3B	2411	335	10-13.04(30)	236	3	2	4
64		15.04.2001	14:06	S20W85L001	9415	X14.4/2B	1199	951	17-19.04(21)	111	4	3	3
65		24.09.2001	10:30	S16E23	9632	X2/2B	2402	12900	25-26.09(21)	154	3	4	3
66		01.10.2001	5:15	S22W91	9628	M9	530	2360	01-04.10(42)	82	2	3	3
67		04.11.2001	16:35	N06W18	9684	X1/3B	1810	31700	05-07.11(39)	142	3	4	4
68		22.11.2001	23:30	S15W34	9704	M9/2N	1437	18900	23-25.11(30)	104	2	4	4
69	2002	21.04.2002	1:27	S14W84	9906	X1/F1	2409	2520		80	3	3	2
70	2003	28.10.2003	11:30	S16E08L286	10486	X17.2/4B	2459	33600	29.10.-1(78)	252	5	4	5
71		29.10.2003	20:54	S15W02L286	10486	X10/2B	2029	29500	29.10.-1(78)	200	4	4	5
72		02.11.2003	17:30	S14W56	10486	X8.3/2B	2598	1570	04.11.2003	132	3	3	3
73		04.11.2003	19:54	S19W83L286	10486	X>17.5/3B(X28)	2657	353			5	2	2
74		18.11.2003	8:50	N00E18		2N/M3.2/M39	1660	13	19-22.11(36)	170	2	1	4
75	2004	06.11.2004	0:11	N10E08	10696	2N/M9.3	1960	495	7-11.11(90)	206	1	2	4
76		07.11.2004	15:42	N03W17	10696	X2.0/2B	1800	460	7-11.11(90)	161	3	2	4
77	2005	15.01.2005	22:25	N14W08L179	10720	X2.6	2596	5040	16-17/01(66)	91	3	3	4
78		13.05.2005	16:13	N11E11	10759	M8/2B	1689	3140	14-17.05(45)	236	2	3	4
79		07.09.2005	17:17	S06E89L229	10808	X17.1/3B	NA	1880	10-14.09(72)	101	5	3	3
80	2006	06.12.2006	10:45	S06E59	10930	X9.0		1980		20	4	3	1
81		13.12.2006	2:14	S07W22	10930	X3.4		698	14-16.12(33)	120	3	2	4

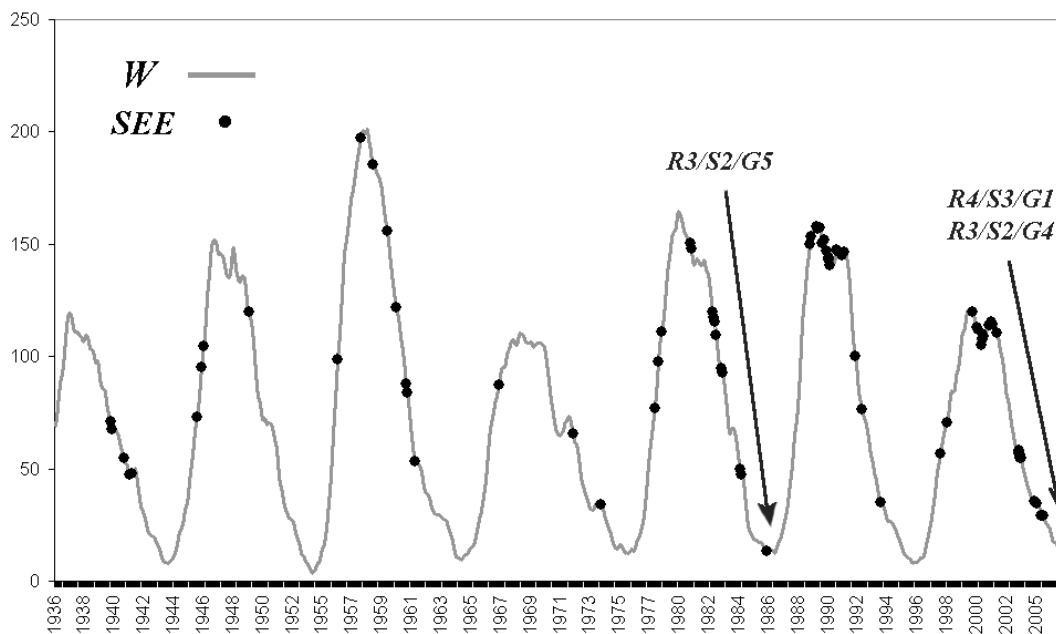


Рис. 1. Распределение экстремальных событий по солнечным циклам (числа Вольфа).

Таблица 3. Экстремальные солнечные события по циклам. 1 - номер цикла (N), 2 - начало и конец цикла, 3- число вспышек балла $X > 10$ за цикл, 4- максимальный поток солнечных протонов в единицах pfu за цикл, 5, 6 -максимальные значения A_p и Dst геомагнитных индексов за цикл.

N	Период	$X > 10$	SEP max	A_p max	Dst max
18	02.1944-04.1954	4		215	
19	04.1954-10.1964	8	25000	293	-429
20	10.1964-06.1976	3	86000	241	-387
21	06.1976-09.1986	6	2900	229	-325
22	09.1986-05.1996	10	50000	285	-559
23	05.1996-11.2006	6	24000	252	-472

Таблица 4. Самые мощные экстремальные события по четырём индексам солнечной активности: максимальные значения потока рентгеновского излучения, максимальные значения высокоэнергичных частиц, рекордные значения Dst и Ap геомагнитных индексов.

Индекс	Дата	Значение	Индекс	Дата	Значение
X>10	01.06.1991	X> 12.5/1F (26мин)	Dst	10.03.1989	-599
	06.06.1991	X> 12.5/4, (26мин)		18.11.2003	-472
	04.11.2003	X> 17.5/3, (11мин) X28		29.10.2003	-401
	15.06.1991	X> 12.5/1F (22мин)		14.07.1959	-429
	07.09.2005	X> 17.1		29.03.2001	-387
SEP	04.08.1972	86000	Ap	17.09.1941	312
	19.10.1989	39000		10.11.1960	293
	22.03.1991	50000		10.03.1989	285
	14.07.2000	24000		23.03.1940	277
	28.10.2003	33600		28.10.2003	252



Рис. 2. Последовательные изображения в линии Н-альфа, солнечная обсерватория Kanzelhöhe (7 ноября 2004).

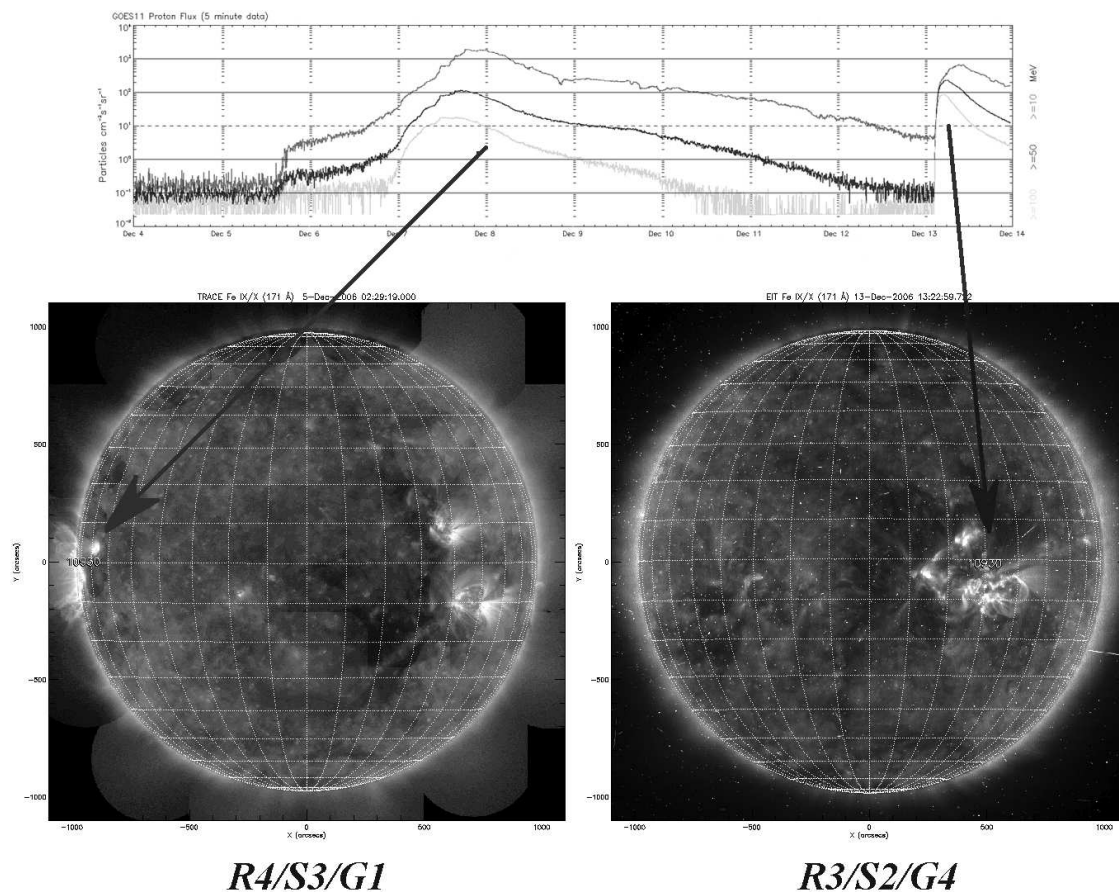


Рис. 3. События в минимуме цикла солнечной активности (декабрь 2006г.): на верхней панели - потоки протонов с энергией > 100 , > 50 , > 10 МэВ (кривые снизу вверх) по наблюдениям на ИЗС GOES 11 в период 4- 14 декабря 2006; на нижней панели, соответствующая ситуация на Солнце.

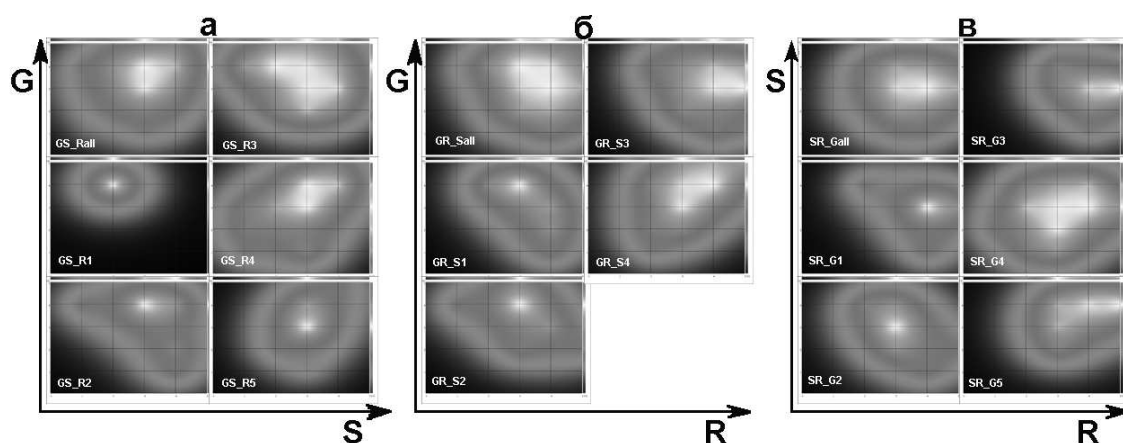


Рис. 4. Карты плотности распределения событий для разных баллов фиксированных значений R, S и G соответственно. Сечение "объёма событий" плоскостями S, R, G в обобщённом координатном пространстве.

Таблица 5. Десять экстремальных событий по скорости коронального выброса массы по каталогу SOHO CME ($V > 2400$ км/с) http://cdaw.gsfc.nasa.gov/RST_Sonoma_WG3 .

Дата	Время	КВМ v , км/с	координаты	AR	GoesFlare класс > X10	SEP pfu	Геомагнитная буря	Ap	R/S/G
04.11.2003	19:54	2657	S19W83L286	10486	X28	353		94	R5/S2/G2
12.05.2000	23:26	2604	S18E63		?6.6				
02.11.2003	17:30	2598	S14W56	10486	X8.3/2B	1570	04.11.2003	132	R3/S3/G3
24.11.2000	1:31	2519	N20W05	9236	X2/3B	940	26-29.2000	80	R3/S2/G2
02.04.2001	22:06	2505	N19W90L152	9393	X20	1100		48	R5/S3/G1
18.04.2001	2:30	2465	S20Wlimb	9415	C2	321		58	R1/S2/G1
28.10.2003	11:30	2459	S16E08L286	10486	X17.2/4B	33600	29.10.-1(78)	252	R5/S4/G5
10.04.2001	05:30	2411	S23W09	9415	X2/3B	335	11.01.2001	236	R3/S2/G4
21.04.2002	1:27	2409	S14W84	9906	X1/F1	2520		80	R3/S3/G4
24.09.2001	10:30	2402	S16E23	9632	X2/2B	12900	26.01.2001	154	R3/S4/G3

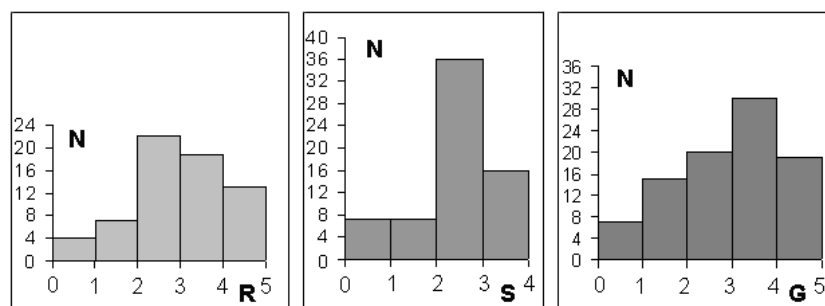


Рис. 5. Распределение по количеству экстремальных событий для каждого параметра R, S, G.

Секция 6

«Современные наблюдательные методы исследования Солнца»

Результаты кросс-вейвлетного анализа параметров земной атмосферы и чисел Вольфа для периодов 7-40 дней

В.В. Давыдов¹

¹*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

Показано, что индекс завихрённости (VAI), который является оценкой силы циклонической деятельности атмосферы в северном полушарии Земли, связан с числами Вольфа солнечных пятен. Для зимне-весенних месяцев - в интервале 20-120 дней от начала годов (1 января) проявляется зависимость индекса VAI от хода солнечных циклов (двойной цикл Хейла): для 1946-1954 годов доминирует корреляция солнечно- земных данных в антифазе, в 1955-1964 годах в фазе, в 1965-1974 годах снова в противофазе с нарушением этих соотношений в максимумах и минимумах солнечных циклов - тогда преобладает запаздывание или опережение по фазе либо связи становятся неопределёнными.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия преимущество в анализе солнечно-земных связей отдавалось крупномасштабной структуре магнитного поля Солнца, между тем как появление новых математических методов (кросс-вейвлет) позволяет вернуться и к традиционным рядам данных солнечной активности, таким как числа Вольфа. Для установления причинно-следственных связей требуется рассмотрение совместно двух временных рядов. Определение взаимной мощности рядов наряду с определением относительной фазы позволяет делать выводы о физическом механизме взаимодействия каких-либо двух нерегулярных процессов. Методами кросс-вейвлетного анализа [1] рассматриваются возможные фазовые соотношения для ежедневных значений индекса VAI, отражающего степень завихрённости атмосферы в северном полушарии и ежедневными значениями чисел Вольфа солнечных пятен. Данные по VAI сглажены по 3 дням (скользящее среднее), числа Вольфа сглаживались по 3 дням и затем бралась их пошаговая разность. Рассматривались ряды данных для 1946-1978 годов.

2. МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Основой анализа нерегулярных временных серий служит непрерывное вейвлет-преобразование Морле, которое даёт хорошую сбалансированность между временной и частотной локализованностью. Комплексный аргумент кросс-вейвлета интерпретируется как локальная относительная фаза между двумя рядами данных в частотно-временной области, при этом сохранение фазы в некотором диапазоне времени и частот предполагает наличие причинно-следственных связей для рассматриваемых рядов. На представленных рисунках COI-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.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В поддиапазонах для интервала 7-40 дней фазовые соотношения исследуемых величин имеют различный характер (рис. 1- рис. 3). 1. В районе 7 дней области со значимой общей мощностью распределены по году достаточно равномерно и не имеют устойчивых фазовых связей за все изучаемые годы. Здесь, вероятно, доминирует характерный масштаб развития циклонической деятельности в 7 дней. 2. Следующий выделенный интервал между 10 и 24 днями (спектральные методы дают здесь максимумы около 12-14 дней) распределены по годам неравномерно и преобладает фаза запаздывания или опережения между числами Вольфа и индексом VAI, имеется нерегулярный дрейф - области с высокой взаимной мощностью имеют тенденцию перемещаться от весенних месяцев года к осенним. 3. Третий поддиапазон в районе 25-32 дней носит несколько иной характер- для района, относящегося к осенне-зимним месяцам вновь отмечается запаздывание или опережение по фазе, но также области в фазе и противофазе. За рассматриваемый период лет здесь нет сохраняющихся в течение нескольких лет фазовых соотношений. Иначе для зимне-весенних месяцев - в интервале 20-120 дней от начала годов (1 января) проявляется зависимость индекса VAI от хода солнечных циклов: для 1946-1954 годов доминирует корреляция солнечно-земных данных в анти-фазе, в 1955-1964 годах в фазе, в 1965-1974 годах снова в противофазе с нарушением

этих соотношений в максимумах и минимумах солнечных циклов - тогда преобладает запаздывание или опережение по фазе либо связи становятся неопределёнными.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что кросс-вейвлет позволяет установить устойчивую зависимость индекса VAI от солнечной активности по числам Вольфа для зимне-весеннего периода и в этой корреляции проявлен двойной цикл солнечных пятен Хейла; также следует отметить неравнозначность проявления солнечно-земных связей при нахождении Солнца в северной или южной полусфере в течение года. Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ N 05-02-16229 и 06-02-16333

-
1. H. Grinsted, J. C. Moore, and S. Jevrejeva, *Nonlinear Processes in Geophysics* **11**, 561 (2004).

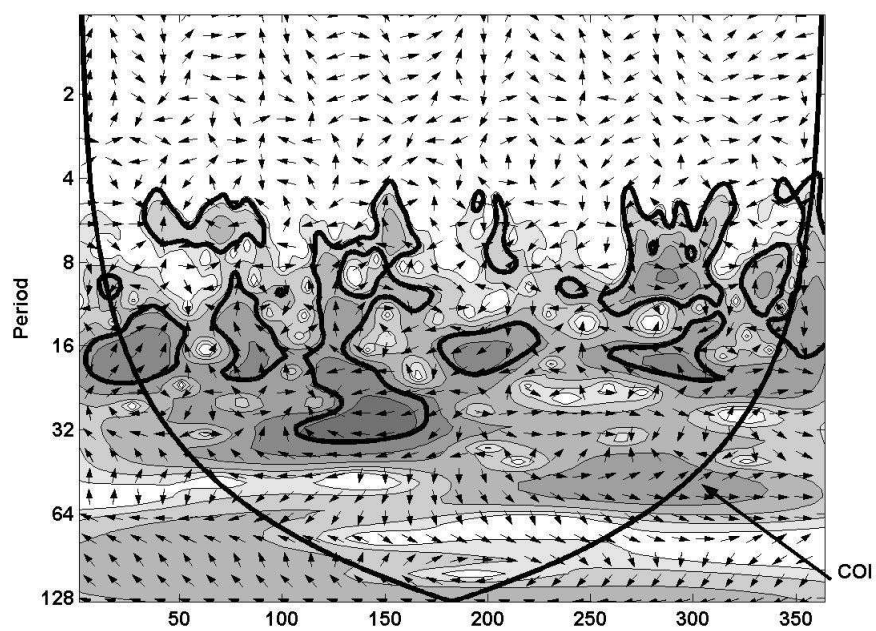


Рис. 1. VAI-числа Вольфа, 1951 год, вейвлет Морле.

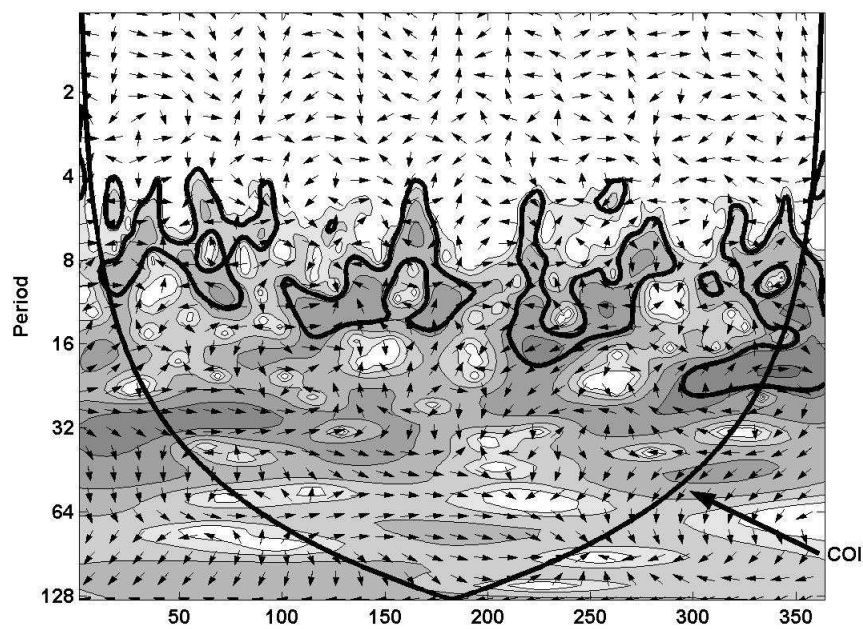


Рис. 2. VAI-числа Вольфа, 1961 год, вейвлет Морле.

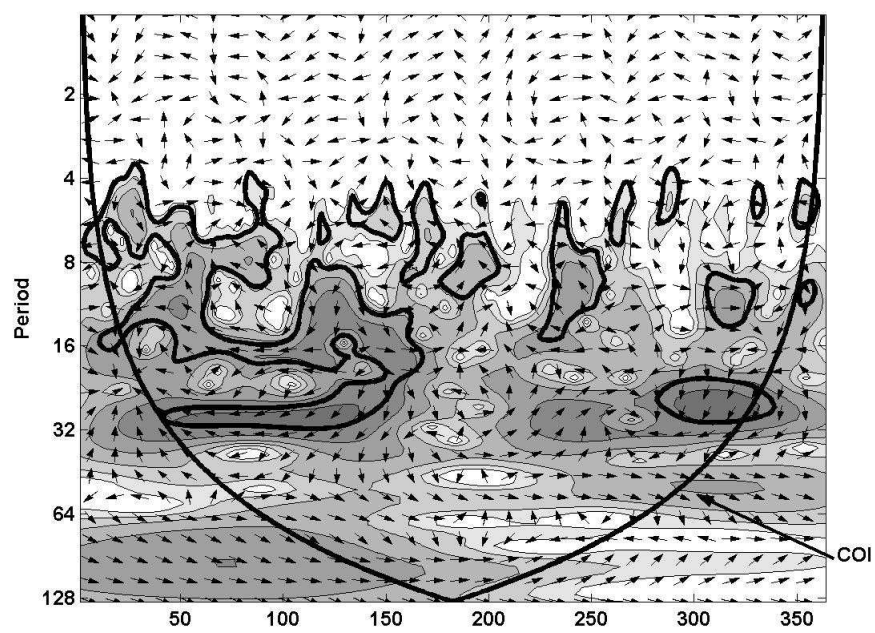


Рис. 3. VAI-числа Вольфа, 1972 год, вейвлет Морле.

Соотношение неопределенности и продолжение спектра за частоту среза в радиоизображении

С.М. Кузнецова,¹ Б.Б. Криссинель,¹ А.Г. Обухов,¹ Д.В. Просовецкий,¹ Г.Я. Смольков¹

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН,
Россия, 664033, Иркутск а/я 291; ул. Лермонтова 126*

При формировании радиоизображений происходит ограничение спектра пространственных частот за счет диаграммы направленности (ДН) как низкочастотного фильтра пространственных частот. Это приводит к исчезновению высокочастотных составляющих, которые уже никак не проявляются в наблюдаемом радиоизображении $g(x)$. Таким образом, проблема повышения разрешающей способности радиотелескопа (нахождение высокочастотных составляющих за частотой среза) при восстановлении радиоизображений имеет первостепенное значение.

1. ВВЕДЕНИЕ

При формировании радиоизображений происходит ограничение спектра пространственных частот за счет диаграммы направленности (ДН) как низкочастотного фильтра пространственных частот. Это приводит к исчезновению высокочастотных составляющих, которые уже никак не проявляются в наблюдаемом радиоизображении $g(x)$. Таким образом, проблема повышения разрешающей способности радиотелескопа (нахождение высокочастотных составляющих за частотой среза) при восстановлении радиоизображений имеет первостепенное значение.

Определяется функция $f(x)$, которая финитна в интервале $(-a, a)$. На основании теоремы Винера-Пэли [1] фурье-образ финитной функции может быть продолжен на всю комплексную область $p = \omega + i\sigma$. Таким образом, знание спектра сигнала внутри некоторого интервала частот можно использовать для экстраполяции спектра вне полосы пропускания системы. Методы аналитического продолжения спектра в основном основаны на разложении анализируемых функций в различные функциональные ряды. Для анализа наиболее удобным оказывается разложение по системе сфероидальных волновых функций (СВФ). Замечательным свойством СВФ является двойная ортого-

нальность: они образуют ортогональную систему, полную в подпространстве функций с финитным спектром из $L_2(-\infty, \infty)$, и одновременно-ортогональную систему, полную в $L_2(-a, a)$, где $f(x)$ определена на конечном интервале $(-a, a)$. Учитывая важность соотношения неопределенности во многих областях физики и техники, попытаемся получить его аналог, учитывающий соотношение между "существенной" и "несущественной" энергиями.

2. СООТНОШЕНИЯ НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ В РАДИОАСТРОНОМИИ

В квантовой механике хорошо известно соотношение неопределенности Гейзенберга, согласно которому нельзя одновременно задать точно координату и импульс частицы. По существу, соотношение неопределенности справедливо для любых двух величин, связанных между собой преобразованием Фурье. В радиотехнике эту проблему рассматривали Л.И. Мандельштам, Л.А. Харкевич, Е.А. Леонович и др. При решении этой задачи чаще всего используется какой-либо конкретный энергетический функционал для оценки степени концентрации в каждой из областей (по времени и частоте одновременно). В радиотехнике по большей части применяется следующая формулировка соотношения неопределенности. Пусть функция $f(x)$ описывает временной сигнал, а функция $F(\omega)$ – его спектральную характеристику. Затем определяют среднеквадратичную длительность сигнала.

$$\langle T \rangle^2 = \min_{-\infty}^{+\infty} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (t-t_0)^2 |f(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |f(t)|^2 dt}$$

и среднеквадратичную ширину спектра

$$\langle \Omega \rangle^2 = \min_{-\infty}^{+\infty} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} (\omega-\omega_0)^2 |F(\omega)|^2 d\omega}{\int_{-\infty}^{+\infty} |F(\omega)|^2 d\omega}$$

Тогда можно доказать, что выполняется неравенство [2]:

$$\langle T \rangle \langle \Omega \rangle \geq \frac{1}{2},$$

причем знак равенства достигается в том случае, когда сигнал и его частотная характеристика одновременно имеют форму гауссовой кривой.

Такая формулировка принципа неопределенности тем не менее не является исчерпывающей. На сигнал и спектр могут быть наложены априорные ограничения, которые приводят к увеличению постоянной в этом неравенстве. Например, в радиоастрономии

сигналы на выходе приемного устройства имеют заведомо конечную длительность, а ДН радиотелескопа (как фильтр пространственных частот) не пропускает высокие пространственные частоты.

В последнее время появился ряд статей Слепьяна, Поллака и Ландау, которые рассматривают обобщенный принцип неопределенности на основе сфероидальных волновых функций. Хорошие переводы этих работ сделаны в [3].

На основании этой методики [3] в данной работе рассмотрен принцип неопределенности в радиоастрономии. Параллельно с этим проанализированы главные препятствия на пути реализации процедуры повышения разрешающей способности радиотелескопа за пространственной частотой среза.

Рассмотрим некоторую функцию, полная энергия которой на интервале $-\infty < t < \infty$ равна

$$E_2 = \int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2 dt. \quad (1)$$

Теперь ограничим $f(x)$ по времени интервалом $[-T/2, T/2]$, а также ограничим эту функцию по полосе пространственных частот интервалом $[-W, W]$ (концепция Брейсвелла о том, что диаграмма направленности является спектром пространственных частот).

Обозначим результирующую функцию через $f_1(t)$, а ее энергию – через E_1 :

$$E_1 = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} |f_1(t)|^2 dt. \quad (2)$$

Тогда постановка задачи сводится к следующему: выразить $f(t)$ так, чтобы максимизировать отношение

$$\alpha = \frac{E_1}{E_2}.$$

На основании равенства Парсеваля с учетом пределов интегрирования:

$$E_1 = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} |f_1(t)|^2 dt = \int_{-W}^W |F_1(f)|^2 df, \quad (3)$$

где f – пространственная частота.

Используя преобразование Фурье, получим

$$F_1(f) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \exp(-j2\pi ft) dt \quad (4)$$

для пространственной частоты $|f| \leq W$

Подставляя $F1$ из (4) в (3), находим:

$$E_1 = \int_{-W}^W \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) \exp(-j2\pi ft) dt \cdot \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\tau) (j2\pi f \tau) d\tau df \quad (5)$$

Преобразуем (5), сделав перестановку интегралов:

$$E_1 = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) f(\tau) dt d\tau \times \int_{-W}^W \exp(-j2\pi f(t - \tau)) df \quad (6)$$

Тогда (6) можно представить как

$$E_1 = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) dt \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\tau) \frac{\sin 2\pi W(t - \tau)}{\pi(t - \tau)} d\tau \quad (7)$$

Пусть

$$g(t) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\tau) \frac{\sin 2\pi W(t - \tau)}{\pi(t - \tau)} d\tau.$$

Тогда (7) можно переписать в виде:

$$E_1 = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) g(t) dt. \quad (8)$$

Используя неравенство Шварца-Буняковского

$$\left\{ \int_{-\infty}^{\infty} f(x)\varphi(x)dx \right\}^2 \leq \int_{-\infty}^{\infty} f^2 dx \int \varphi^2(x)dx,$$

в результате получим

$$E_1^2 \leq \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f^2(t)dt \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} g^2(t)dt. \quad (9)$$

Знак равенства соблюдается, если [2]

$$g(t) = Kf(t)$$

где

$$Kf(t) = \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(\tau) \frac{\sin 2\pi W(t-\tau)}{\pi(t-\tau)} d\tau. \quad (10)$$

Отсюда видно, что собственная функция, определяющая $f(t)$, является уравнением, которое определяет собственные значения и собственные функции ядра:

$$K(t, \tau) = \frac{\sin 2\pi W(t-\tau)}{\pi(t-\tau)}$$

Требуется сделать K как можно большим. Однако оно должно быть собственным значением (10). Следовательно, $E1$ будет максимизировано, если $f(t)$ является собственной функцией интегрального уравнения (1) с наибольшим собственным значением λ_1 :

$$E_1 = \lambda_1 \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f^2(t)dt. \quad (11)$$

или

$$\alpha = \frac{\lambda_1}{E_2} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f^2(t)dt$$

Видно, что α максимизируется, если потребовать, чтобы $f(t) = 0, |t| > \frac{T}{2}$. Тогда $\alpha = \lambda_1$.

Известно, что оптимальная функция $f(t)$ будет СВФ (см. Приложение).

Допустим, мы выбрали $WT=2.55$. Тогда, исходя из таблицы [4],

$$\alpha \frac{\lambda_0}{E} = \frac{1.0P/2W}{PT} = \frac{1.0}{2WT} = \frac{1}{5.1} = 0.196.$$

Таким образом, из произведения WT можно задать T и определить W , т.е с точки зрения радиоастрономии это произведение зависит от протяженности радиоисточника.

3. АНАЛИЗ АНАЛИТИЧЕСКОГО ПРОДОЛЖЕНИЯ СПЕКТРА С ПОМОЩЬЮ СФЕРОИДАЛЬНЫХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ

Предположим, что функция истинного радиоизображения (для определенности рассмотрим Солнце) $f(x, y)$ удовлетворяет условию:

$$f(x, y) = 0, |x| > R, |y| > R,$$

где R - радиорadius Солнца, который изменяется в зависимости от частоты приема, но в данном случае это не имеет принципиального значения.

Найдем область спектральной чувствительности ССРТ при заданной ДН [5]:

$$f(x, y) = \frac{\sin\left(N\frac{\pi d}{\lambda}x\right) \sin\left(N\frac{\pi d}{\lambda}y\right)}{N \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}x\right) N \sin\left(\frac{\pi d}{\lambda}y\right)}, \quad (12)$$

где x, y - направляющие косинусы по отношению к линиям антенных решеток, N - число антенн радиоинтерферометра, λ - длина волны, d - расстояние между антеннами в решетке.

После фурье-преобразования получаем, что область спектральной чувствительности радиотелескопа ограничена квадратом [5]

$$-\pi\frac{d}{\lambda}(N-1) \leq \omega_x, \omega_y \leq \pi\frac{d}{\lambda}(N-1)$$

со стороной

$$2\Omega = 2\pi\frac{d}{\lambda}(N-1)$$

Обозначим

$$\pi\frac{d}{\lambda}(N-1) = \omega_{x_c}, \quad \pi\frac{d}{\lambda}(N-1) = \omega_{y_c} \quad (13)$$

где $\omega_{x_c}, \omega_{y_c}$ - частоты среза ДН как пространственного фильтра.

Рассмотрим процедуру применения СВФ для восстановления радиоизображения с аналитическим продолжением спектра при решении уравнения типа свертки в операторном виде [6]:

$$f * h = g$$

где g - наблюдаемое радиоизображение; f - истинное радиоизображение; h - ДН радиотелескопа.

При этом радиоизображение $f(x, y) = 0$ при $|x| > R, |y| > R$; фурье-образ ДН $H(\omega) = 0$ при

$$|\omega_x| > \omega_{xc}, |\omega_y| > \omega_{yc}.$$

Поскольку сигнал финитный, его спектр $F(\omega_x, \omega_y)$ является функцией, которая может быть разложена по системе СВФ с переменными в виде пространственных частот [4, 7–9]:

$$F(\omega_x, \omega_y) = \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} a_{i,j} \varphi_i(\omega_x) \varphi_j(\omega_y) \quad (14)$$

для всех ω_x, ω_y .

Умножим обе части равенства (14) на $\varphi_m(\omega_x) \varphi_n(\omega_y)$ и проинтегрируем результат в пределах полосы пропускания радиотелескопа.

В результате получим

$$\begin{aligned} \int_{-\omega_{xc}}^{\omega_{xc}} \int_{-\omega_{yc}}^{\omega_{yc}} \varphi_m(\omega_x) \varphi_n(\omega_y) F(\omega_x, \omega_y) d\omega_x d\omega_y = \\ \sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} a_{i,j} \int_{-\omega_{xc}}^{\omega_{xc}} \int_{-\omega_{yc}}^{\omega_{yc}} \varphi_m(\omega_x) \times \\ \times \varphi_i(\omega_y) \varphi_n(\omega_x) \varphi_j(\omega_y) d\omega_x d\omega_y \end{aligned} \quad (15)$$

Тогда правая часть равенства (15) в силу ПЗ (Приложение 3) выразится как

$$\sum_{i=0}^{\infty} \sum_{j=0}^{\infty} a_{i,j} \lambda_i \lambda_j \delta(i - m, j - n) \quad (16)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} a_{m,n} = \frac{1}{\lambda_m \lambda_n} \int_{-\omega_{xc}}^{\omega_{xc}} \int_{-\omega_{yc}}^{\omega_{yc}} \varphi_m(\omega_x) \varphi_m(\omega_x) \times \\ \times F(\omega_x, \omega_y) d\omega_x d\omega_y \end{aligned} \quad (17)$$

Поскольку спектр $F(\omega_x, \omega_y)$ в области полосы пропускания радиотелескопа определен, подстановка СВФ $\varphi_m(\omega_x)$ и $\varphi_n(\omega_y)$ и их собственных значений λ_m и λ_n в (17) дает возможность определить коэффициенты a_{mn} . Подставив эти коэффициенты в формулу (14), можно определить искомое разложение $F(\omega_x, \omega_y)$ для всех ω_x и ω_y .

Однако при практических вычислениях соотношение (14) для всех ω_x и ω_y необходимо заменить усеченной суммой:

$$F_{m,n}(\omega_x, \omega_y) = \sum_{i=1}^{M-1} \sum_{j=1}^{N-1} a_{i,j} \varphi_i(\omega_x) \varphi_j(\omega_y) \quad (18)$$

Кроме того, на выходе каналов приемной системы радиотелескопа всегда имеется аддитивный шум. Следовательно, вместо $F(\omega_x, \omega_y)$ можно записать:

$$F_c(\omega_x, \omega_y) = F(\omega_x, \omega_y) + N(\omega_x, \omega_y), \quad (19)$$

где $N(\omega_x, \omega_y)$ - спектр шума.

Тогда можно получить для всех ω_x и ω_y

$$F_c = \sum \sum a'_{i,j} \varphi_i(\omega_x) \varphi_j(\omega_y), \quad (20)$$

где $a'_{ij} = a_{ij} + n_{ij}$.

Таким образом, анализ разрешающей способности радиотелескопа за полосой пропускания пространственных частот на основе СВФ теоретически возможен, однако практически его трудно реализовать по следующим причинам.

1. Пространственный спектр, измеряемый в области полосы пропускания радиотелескопа для нахождения коэффициентов разложения a_{mn} , фактически состоит из двух составляющих: пространственного спектра радиоизображения и спектра шума. Следовательно, вычисление коэффициентов a_{mn} не может быть абсолютно точным.

2. Двумерный спектр, разложенный по системе спектральных СВФ для аналитического продолжения, удастся вычислить лишь приближенно, т. е. конечным числом членов. Такое ограничение числа членов при разложении приводит к ошибкам усечения.

3. Вычисление СВФ и их собственных значений с высокой точностью при достаточно больших произведениях протяженности этих функций на граничную частоту сопряжено с большими трудностями.

Все же главным препятствием для повышения разрешающей способности радиотелескопа является проблема шума. Для получения сверхразрешения необходимо, во-первых, в высокочастотных и низкочастотных трактах радиотелескопа применять малошумящие усилители, а во-вторых, для восстановления использовать алгоритмы, основанные на априорной информации при максимальном числе ограничений.

Для решения задачи повышения разрешения предлагается метод проекций на замкнутые выпуклые множества (ПЗВМ), который является наиболее перспективным. С точки зрения этого метода каждое из ограничений сужает область неопределенности решения [10].

4. ПРИЛОЖЕНИЕ. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА СФЕРОИДАЛЬНЫХ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИ

Для восстановления радиоизображения сверхграничной частоты полосы пропускания радиотелескопа с теоретической точки зрения наиболее удобным является метод аналитического продолжения, предложенный Слепяном и Поллаком на основе СВФ [3].

Ниже приводятся основные свойства СВФ для одномерного случая. При заданных $T > 0$ и $\Omega > 0$ можно найти счетное бесконечное множество действительных собственных функций $\psi_i(t); i = 0, 1, 2, \dots$ и соответствующее множество действительных чисел собственных значений λ_i , таких что:

П1. $\psi_i(\omega)$ - преобразование Фурье функции $\psi_i(t)$ при $|\omega| > \Omega$ тождественно равно нулю.

П2. Функции $\psi_i(t)$ ортогональны на действительной оси:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_i(t) \psi_j(t) dt = \begin{cases} 0, & i \neq j, \\ i, & j = 0, 1, 2, \dots \\ \lambda, & i = j, \end{cases}$$

П3. Функции $\psi_i(t)$ ортогональны на отрезке $-T/2 \leq t \leq T/2$ и образуют полную систему в классе функций, интегрируемых с квадратом:

$$\int_{-T/2}^{T/2} \psi_i(t) \psi_j(t) dt = \begin{cases} 0, & i \neq j, \\ i, & j = 0, 1, 2, \dots \\ \lambda, & i = j, \end{cases}$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n} \psi_n(t) \psi_n(t') = \delta(t - t'),$$

где $\delta(t - t')$ - дельта-функция.

П4. Для всех значений t , действительных или комплексных, существует интегральное уравнение

$$\lambda_i \psi_i(t) = \int_{-T/2}^{T/2} \frac{\sin \Omega(t-\tau)}{\pi(t-\tau)} \psi_i(\tau) d\tau;$$

$$i, j = 0, 1, 2, \dots$$

П5. Сфероидальные волновые функции $\psi_i(t)$, а также собственные значения λ_i являются функциями произведения $C = T\Omega$, где T – временной интервал, Ω – граничная частота полосы пропускания системы.

Для фиксированного числа C величины λ_i быстро спадают до нуля с ростом i .

Стоит подчеркнуть, что, если процесс с ограниченным спектром $[-W, W_{Gz}]$ наблюдается на интервале T_c , то имеется только $2TW+1$ существенных собственных значений. Этот результат переключается с теоремой Котельникова.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Сибирского отделения РАН, Министерства образования и науки РФ (Уникальные установки: № 01-27-ССРТ, РФФИ 05-07-90209), Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 30 "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля".

-
1. Винер Н., Пэли Р., Преобразование Фурье в комплексной плоскости. М.: Наука, 267, (1964).
 2. Комаров И. В., Пономарев Л. И., Славянов С. Ю., Сфероидальные и кулоновские сфероидальные функции. М.: Наука, 319, (1976).
 3. Размахнин М. К., Яковлев В. П., Функции с двойной ортогональностью в радиотехнике и оптике. М.: Советское радио, 250, (1971).
 4. Ван Трис Г., Теория обнаружения, оценок и модуляции. М.: Советское радио, 744, (1972).
 5. Котельников В. А., Кузнецова С. М., А. Г. Обухов, Смольков Г. Я., Оптимальная дискретизация двумерных радиоизображений Солнца при наблюдениях на крестообразном радиоинтерферометре с частотным сканированием. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Вып. 112, 124, (2002).
 6. Василенко Г. И., Тараторин А. М., Восстановление изображений. М.: Радио и связь, 302, (1986).
 7. Прэтт У., Цифровая обработка изображений. М.: Мир, 1, 310, (1982).
 8. Френкс Л., Теория сигналов. М.: Советское радио, 344, (1974).
 9. Хургин Я. И., Яковлев В. П., Фinitные функции в физике и технике. М.: Мир, 408, (1971).

10. Кузнецова С. М., Обухов А. Г., Смольков Г. Я., Восстановление радиоизображения Солнца на ССРТ модифицированным фильтром Винера-Тихонова и методом проекций на выпуклые множества. Препринт ИСЗФ СО РАН 2-00, Иркутск, 13, (2000).

UNCERTAINTY RELATION AND SPECTRUM EXTENSION BEYOND THE CUTOFF FREQUENCY AT RADIO IMAGE

**A. G. Obukhov, S. M. Kuznetsova, B. B. Krissinel, D. B. Prosovetsky,
G. Ja. Smolkov**

The uncertainty relation in radio astronomy is considered on the base of truncation operator of the spatial spectrum of the radio telescope directional diagram and radio brightness truncation operator as time function. There is analyzed the procedure of spectrum analytic extension using the spheroidal wave functions. Some problems are shown of realizing the super resolution taking into account the truncation and noise errors. The main reason for increasing the resolution is the use of maximum number of a priori constraints. From this point of view the method of projections on convex sets seems to be the most promising.

Математическое и программное обеспечение формирования и реконструкции радиоизображений Солнца на Сибирском солнечном радиотелескопе

С.М. Кузнецова,¹ Б.И. Лубышев,¹ А.Г. Обухов,¹ Д.В. Просовецкий,¹

С.И. Смирнов,¹ Г.Я. Смольков,¹ Е.А. Чернова,¹ А.В. Джурик¹

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН,*

Россия, 664033, Иркутск а/я 291; ул. Лермонтова 126

Большой объем данных, регистрируемых Сибирским солнечным радиотелескопом (ССРТ) [1], требует автоматизации и математического обеспечения мониторинга солнечной активности. Представленный программно-алгоритмический комплекс построения радиокарт Солнца позволяет формировать радиоизображения, производить их первичную обработку и восстановление. В процессе первичной обработки применяется фильтр низкой частоты, медианный фильтр и фильтр мультипликативных помех. В комплексе реализованы методы восстановления радиоизображений Солнца алгоритмами проекций на замкнутые выпуклые множества (ПЗВМ) и модифицированным фильтром Винера-Тихонова. Методы восстановления отличаются видом учитываемой априорной информации. В работе описывается математический аппарат, использованный в комплексе, а также результаты применения методов обработки и восстановления изображений.

1. ВВЕДЕНИЕ

Возможность исследования пространственных характеристик источников радиоизлучения в атмосфере Солнца по данным наблюдений на радиогелиографах во многом определяется качеством наблюдательного материала и его достоверностью. Регистрируемое распределение радиояркости искажается аппаратной функцией радиотелескопа - реальной диаграммой направленности (ДН) его антенной решетки. Математически это описывается интегральным уравнением Фредгольма I рода типа свертки:

$$h \otimes f = g + n, \quad (1)$$

где f - функция объекта, h - аппаратная функция, g - наблюдаемое распределение, n - аддитивный шум.

Наиболее точное знание аппаратной функции h при поиске функции объекта f , т.е. решение обратной задачи, является необходимым для любого радиотелескопа, вне зависимости от способа получения изображения и объекта наблюдения. Для широкого спектра задач разработан ряд специальных методов восстановления изображений. Однако большинство обратных задач относятся к классу некорректно поставленных. Решение интегрального уравнения (1) на практике осложняется тем, что аппаратная функция отличается или сильно отличается от расчетной. Вследствие этого при реальных наблюдениях полученное радиоизображение часто является лишь приближением к истинному распределению радиояркости.

На крупнейших радиотелескопах, получающих двумерные изображения Солнца, используются два основных метода: "чистка" (CLEAN) [2] и метод максимальной энтропии (ММЕ) [3]. Так, на VLA [4] для солнечных и звездных/галактических источников радиоизлучения применяется метод CLEAN [5]. На радиогелиографе в Нобеяме используются CLEAN и различные его модификации [7, 8], а в некоторых случаях - ММЕ [9, 10] для всего диска Солнца и его участков. Каждому из этих методов восстановления изображений присущи свои преимущества и недостатки: ММЕ позволяет экстраполировать спектр, но создает ложные источники, итерационный метод CLEAN удобен при исследовании ярких компактных источников, но плохо работает в случае слабых протяженных областей излучения. Это вынуждает исследователей варьировать методы восстановления в зависимости от изучаемого объекта [10].

Использование данных ССРТ также неизбежно связано с разработкой и исследованием способов коррекции радиоизображений. При построении карт радиоизлучения Солнца на длине волны 5,2 см на ССРТ до недавнего времени единственным методом восстановления радиоизображений являлся CLEAN [1]. Однако возможности этого метода не отвечают необходимым требованиям для наблюдений слабых и протяженных объектов на Солнце. Так, например, при радиояркости объекта 40% от уровня спокойного Солнца (3200 К на длине волны 5,2 см), уровень ложных источников после применения CLEAN может превышать уровень аддитивных шумов радиотелескопа (1500

К), что делает потери информации об объекте невозполнимыми [21]. Выходом из этого положения является использование различных методов восстановления изображений для разных типов объектов на Солнце.

Для восстановления изображений слабых и протяженных источников излучения в отсутствии сильных источников от активных областей нами был выбран фильтр Винера-Тихонова. Однако фильтрация на основе фильтра Винера-Тихонова позволяет производить восстановления только в пределах полосы пропускания, что в комбинации с низкочастотным фильтром ухудшает пространственное разрешение, которое играет важную роль при исследовании ярких компактных областей радиоизлучения. Как уже отмечалось, для восстановления распределения радиояркости подобных источников с успехом применяется метод CLEAN и он реализован в существующем программном комплексе ССРТ [1]. Для этих объектов нами предложен метод проекции на замкнутые выпуклые множества (ПЗВМ), позволяющий добиться "сверхразрешения". При использовании априорной информации о свойствах объекта качество восстановления изображения повышается. Для включения априорной информации используются реальные физические ограничения.

Процесс формирования, обработки и восстановления радиоизображений Солнца с помощью описываемого программно-алгоритмического комплекса состоит из следующих этапов:

1. Первичная обработка: а) низкочастотный цифровой фильтр для устранения шума за пределами полосы пропускания; б) фильтрация импульсных помех; в) фильтрация мультипликативных помех для устранения полос на изображениях.

2. Определение квазиреальной ДН в итерационном процессе для решения обратной задачи.

3. Алгоритм восстановления радиоизображений Солнца в двумерном режиме регистрации данных на основе методов эволюционной фильтрации (фильтра Винера-Тихонова) и ПЗВМ.

Остановимся подробнее на алгоритмах, применяемых на каждом из этих этапов.

2. ПЕРВИЧНАЯ ОБРАБОТКА

Данные Сибирского солнечного радиотелескопа представляют собой записи прохождения диска Солнца ДН каждого из 500 частотных каналов ССРТ с временем интегрирования 336 мс, сохраненные в специальном формате [1].

Первичная обработка радиоизображений начинается с формирования оптимальной сетки отсчетов на основе модификации двумерной теоремы Котельникова с учетом изменения направления сканирования [11].

Т.к. в записях сигналов каждого канала приемного устройства присутствует шум, связанный с неточной калибровкой, помехами в приемном устройстве как мультипликативного, так и аддитивного характера, создается ряд трудностей, которые необходимо учитывать при построении карт радиояркости. Ниже эти проблемы рассматриваются более подробно.

Фильтрация с помощью фильтра низкой частоты.

Для получения качественных изображений и/или (в зависимости от необходимости восстановления распределения радиояркости при разном уровне солнечной активности) устойчивости решения некорректной задачи восстановления требуется, чтобы уровень шума был минимален, поэтому необходимо убирать шум за пределами полосы пропускания радиотелескопа.

Применение цифрового фильтра включает четыре основных этапа:

1. Решение задачи аппроксимации с целью определения коэффициентов фильтра, при которых фильтр удовлетворяет заданным требованиям.
2. Выбор конкретной схемы построения фильтра и квантование найденных значений его коэффициентов в соответствии с фиксированной длиной слова.
3. Квантование переменных величин фильтра, т.е. выбор длины слова входных, выходных и промежуточных переменных.
4. Проверка моделированием, удовлетворяет ли полученный фильтр заданным требованиям. Построение цифрового фильтра производится на основе взвешивания с помощью окна. При этом желательно, чтобы расчетный фильтр обладал следующими свойствами:

1. Ширина главного лепестка частотной характеристики окна, содержащего по возможности большую часть общей энергии, должна быть малой.

2. Энергия в боковых лепестках частотной характеристики окна должна быстро уменьшаться при приближении ω к π .

Прямое использование фильтра вида

$$H(\omega) = \begin{cases} 1 & \text{где } |\omega| \leq \omega_c \\ 0 & \text{где } |\omega| \geq \omega_c \end{cases},$$

где $\omega_c = 2\pi f_c$, f_c – частота среза, т.е. фильтра с резкими границами функции окна, приводит к осцилляциям в реальной области за счет эффекта Гиббса. Для устранения этого эффекта будем использовать фильтры с более сложной обобщенной весовой функцией.

Нами используем фильтр вида [12]:

$H_N(\lambda) = h_0 + 2 \sum_{n=1}^N D \frac{1}{\pi n} \sin \frac{2\pi n}{\lambda_S} \cos \frac{2\pi n \lambda}{\lambda_S}$, где $\lambda = \frac{\omega}{\omega_c}$, $\lambda_S = \frac{\omega_s}{\omega_c}$, $f_s = 1/T$, $\omega_c = 2\pi f_c$, f_c – частота среза,

$$\begin{aligned} D(f) = & 0.54 \frac{\sin(2\pi N \lambda_\omega)}{2\pi \sin \pi \lambda_\omega} + \\ & 0.023 \frac{\sin(2\pi N \lambda_\omega - \pi)}{2\pi \sin(\pi(\lambda_\omega - 1/2N))} + \\ & 0.023 \frac{\sin(2\pi N \lambda_\omega + \pi)}{2\pi \sin(\pi(\lambda_\omega - 1/2N))} \end{aligned} \quad (2)$$

Выполнив операцию свертки по строкам и по столбцам на основе формулы (2), мы и получаем отфильтрованное изображение за полосой пропускания ДН.

Медианная фильтрация.

Обычно на радиоизображении присутствуют импульсные помехи, связанные со сбоями в работе отдельных каналов для их удаления используем медианный фильтр [13]. Он представляет из себя скользящее окно, охватывающее нечетное число элементов изображения. Вообще медианой последовательности x_1, \dots, x_n , n -нечетное, является средний по значению член ряда, получающегося при упорядочивании последовательности по возрастанию. Медианный фильтр с апертурой A , удаляющий импульсные помехи на изображении $x_{i,j}$, $(i, j) \in Z^2$ определяется как:

$$\begin{aligned} y_{i,j} = \text{медиана}(x_{i,j}) = \\ A \\ \text{медиана}[x_{i+rj+s}; (rs) \in A], (i, j) \in Z^2, \end{aligned} \quad (3)$$

где медиана последовательности определяется как средний по значению член ряда, получающегося при упорядочении последовательности по возрастанию.

Если апертура A симметрична относительно начала координат и содержит его в себе, т.е. если $(r, s) \in A \Rightarrow (-r, -s) \in A$, $(0, 0) \in A$, то тогда медианный фильтр сохраняет изображение перепада. Отметим, что нами выбиралась квадратная апертура A , для которой эти условия выполняются. Следовательно, фильтр (3) сохраняет перепады.

Вопрос выбора окна медианного фильтра тесно связан с текущим разрешением. Подсчитаем сколько отсчетов приходится на ширину диаграммы, при этом мы будем рассматривать самый крайний случай, когда размеры диаграммы минимальны.

$$\frac{NS_D}{S_{S60}} = \frac{512 \cdot 20''}{42' \cdot 60''} \approx 4,$$

где N – размер матрицы по одному из направлений, S_S – размер кадра в минутах, S_D – ширина диаграммы. Таким образом, на ДН в среднем приходится $4 \div 9$ отсчетов и все импульсы, ширина которых меньше 4 отсчетов могут считаться аппаратными помехами. Поэтому нами было выбрано окно шириной в 5 отсчетов.

Мультипликативная фильтрация, устраняющая полосы на карте.

Специфика исследований солнечного излучения обуславливается широким динамическим диапазоном изменения его интенсивности, что предъявляет повышенные требования к характеристикам инструментов, в частности, к точности измерения сигнала. С этой точки зрения опасными видами помех в радиоастрономической аппаратуре являются мультипликативные помехи, связанные с нестабильностью коэффициента передачи приемного тракта. Одним из эффективных методов борьбы с мультипликативными помехами является систематическая калибровка приемника. Если флуктуации усиления носят стационарный характер, то их параметры могут быть измерены при калибровке в начале и конце наблюдения и в выходной сигнал внесены соответствующие поправки. Значительно сложнее обстоят дела, когда флуктуации существенно изменяются за время наблюдений, т.е. являются нестационарными. Очевидно, в таком случае для ограничения влияния мультипликативной помехи необходимо увеличивать число калибровок, либо применять математические фильтры, позволяющие устранять эти помехи. На выходе M -канального линейного интерферометра при прохождении источника радиоизлучения через ДН сигнал может быть представлен в виде:

$$\tilde{F}_{i,j} = K_i \cdot F_{i,j},$$

где $i = 1, \dots, M$. Тогда рекурсивный фильтр можно представить в виде: $\hat{F}_{i,j} = \tilde{F}_{i,j} \cdot (P_j / (1/N \sum_{i=1}^N F_{i,j}))$, $i = 1, \dots, M$, где функция P_j представляет собой сглаженную функцию усредненных значений по каждой строке. Можно утверждать, что получен-

ные $\hat{F}_{i,j}$ будут близки к искомым $F_{i,j}$.

Отметим, что предварительно надо исключить из рассмотрения точки, принадлежащие активным областям, заменив их предварительно на усредненные по спокойному Солнцу значения. Сходная проблема, связанная с появлением полос, возникает также при неточной калибровки нуля каналов. Ошибка в этом случае носит аддитивный характер.

Пусть $\tilde{F}_{i,j} = K_i + F_{i,j}$. Тогда рекурсивный фильтр можно представить в виде: $\hat{F}_{i,j} = \tilde{F}_{i,j} \cdot (P_j - (1/N \sum_{i=1}^N F_{i,j}))$, $i = 1, \dots, M$, где функция P_j представляет из себя сглаженную функцию усредненных значений по каждой строке.

Можно утверждать, что полученные $\hat{F}_{i,j}$ будут близки к искомым $F_{i,j}$. Отметим, что данную операцию можно повторить несколько раз до получения приемлемого изображения.

В результате первичной обработки и после применения описанных выше фильтров получается так называемое "грязное" изображение Солнца с заметными следами боковых лепестков диаграммы направленности радиотелескопа. На следующем этапе в зависимости от задачи для восстановления изображений применяются метод эволюционной фильтрации или метод ПЗВМ, описанные в следующих двух разделах.

3. МЕТОД ЭВОЛЮЦИОННОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

Рассмотрим общий подход к восстановлению изображений в операторном виде. Будем описывать произвольное изображение, независимо от его природы, функцией в общем случае двух переменных $f(x, y)$, а процессом формирования изображения будем называть преобразование исходного изображения в получаемое изображение $g(\xi, \eta)$ при помощи некоторого оператора H : $g(\xi, \eta) = Hf(x, y)$. Структура оператора H может быть достаточно сложной. В общем случае H оператор эквивалентен нескольким последовательным операторам, каждый из которых соответствует различным этапам получения изображения: $g(\xi, \eta) = H_n H_{n-1} \dots H_1 H_0 f(x, y)$.

Задача восстановления заключается в нахождении обратного преобразования и устранении искажений, вносимых в изображение в процессе его формирования: $f(x, y) = H^{-1}g(\xi, \eta)$.

В радиоастрономии антенная система радиотелескопа играет роль линейного опе-

ратора, воздействующего на функцию, описывающую объект исследования. Этот оператор (h) стоит под интегралом в основном фундаментальном уравнении "антенного сглаживания":

$$\int_{-R-R}^{+R+R} \int_{-R-R}^{+R+R} h(x-x_1, y-y_1) \cdot f(x_1, y_1) dx_1 dy_1 = g(x, y) + n(x, y), \quad (4)$$

где $f(x, y)$ - истинное распределение радиояркости по объекту; $h(x, y)$ - передаточная функция инструмента, которое в радиоастрономии называется диаграммой направленности телескопа (ДН); $g(x, y)$ - наблюдаемое распределение радиояркости; R - радиорadius Солнца; $n(x, y)$ - аддитивный шум.

Построение карт распределения радиояркости в двумерном режиме на ССРТ производится за 1-3 прохождения диаграммы направленности в зависимости от времени суток. При параллельной многочастотной регистрации на выходе каждого канала приемного комплекса регистрируется сигнал, пропорциональный яркостной температуре, усредненной по участку солнечной поверхности, охватываемому ДН, которая описывается выражением:

$$h(t, \delta) = \frac{\sin(N \frac{\pi d}{\lambda} \sin t \cos \delta)}{N \sin(\frac{\pi d}{\lambda} \sin t \cos \delta)} \times \frac{\sin(N \frac{\pi d}{\lambda} (\cos \delta \sin \varphi \cos t - \cos \varphi \sin \delta))}{N \sin(\frac{\pi d}{\lambda} (\cos \delta \sin \varphi \cos t - \cos \varphi \sin \delta))} \quad (5)$$

где $N=128$ - число антенн в луче ССРТ, $\lambda = 0,052$ м - длина волны, $d = 4,9$ м - расстояние между антеннами в решетке, φ - широта, t - время, δ - склонение. Перейдем к направляющим косинусам в выражении (5). Тогда, $h(x, y) = \frac{\sin(Nx) \sin(Ny)}{N^2 \sin(x) \sin(y)}$,

а уравнение (2) для нашего случая примет вид:

$$\int_{-R-R}^{+R+R} \int_{-R-R}^{+R+R} f(x_1, y_1) \frac{\sin(N(x-x_1))}{N^2 \sin(x-x_1)} \times \frac{\sin(N(y-y_1))}{\sin(y-y_1)} dx_1 dy_1 = g(x, y) + n(x, y) \quad (6)$$

Для решения уравнения (6) нами были использован метод Винера-Тихонова, который оправдан в случаях не слишком сильных искажений и зашумленности радиоизображений.

Когда ДН определена неточно, необходимо разрабатывать методы, позволяющие производить восстановление изображения в пределах полосы пропускания, и, оценив результат, вносить коррекцию в аппаратную функцию. Затем, используя уже откорректированное изображение в полосе, осуществлять экстраполяцию спектра на основе априорной информации.

На основе метода Винера-Тихонова нами была разработана его модификация - эволюционный фильтр [14]:

$$H(u, \nu, \sigma, \mu, \alpha) = \left[\frac{1}{H(u, \nu)} \right]^\sigma \times \times \left[\frac{|H(u, \nu)|^2}{|H(u, \nu)|^2 + \alpha Q(u, \nu)} \right]^\mu. \quad (7)$$

Основное удобство при его использовании состоит в нахождении оптимальной частотной характеристики на основе подбора параметров μ и σ .

Практически наилучшее качество восстановления радиоизображения достигается при $\mu = 0.5$, $\sigma = 0.9 - 1$. При рассмотрении выражения (5) становится видно, что:

- 1) при $\sigma = 1$, $\mu = 0$ он становится чисто инверсным.
- 2) при $\sigma = 1$, $\mu = 1$ - регуляризирующим (в частном случае - Винеровским).
- 3) при $\sigma = 1$, $\mu = 0.5$ - гомоморфным (среднегеометрическим).

Поскольку огибающая функция спектральной характеристики $H(u, \nu)$ имеет П-образную характеристику с резкими краями, функция отклика будет иметь боковые лепестки, расчетный минимальный из которых достигает 20% от уровня центрального бокового лепестка. Для подавления этого эффекта и учитывая то, что высокие гармоники в функции реальной $h(x, y)$ определяются с меньшей степенью точности, мы использовали фильтр, позволяющий обеспечить плавные края в спектре и одновременно подавить плохо обусловленные боковые лепестки, определяемые высокими частотами:

$$Y(u, \nu) = \frac{H_*(u, \nu)}{|H(u, \nu)|^2 + \alpha Q(u, \nu)} \times \times \frac{1}{1 + \lambda(u^2 + \nu^2)}. \quad (8)$$

Тогда с учетом (7), получим:

$$H(u, \nu, \sigma, \mu, \lambda, \alpha) = \left[\frac{1}{H(u, \nu)} \right]^\sigma \times \left[\frac{|H(u, \nu)|^2}{|H(u, \nu)|^2 + \alpha Q(u, \nu)} \right]^\mu \cdot \frac{1}{1 + \lambda(u^2 + \nu^2)}, \quad (9)$$

где $0 < \lambda < 1$ - параметр низкочастотного фильтра,

$$Q(u, \nu) = (u^2 + \nu^2).$$

Таким образом, алгоритм восстановления в полосе принимаемых пространственных частот можно представить следующим образом:

1. Определение приближенной $h_1(x, y)$ как результат решения уравнения (6) относительно неизвестной аппаратной функции:

$$H_{m,n,\alpha}^1 = \frac{F_{m,n}^* \cdot G_{m,n,\delta}}{|F_{m,n}|^2 + \alpha(1+m^2+n^2)}, m, n = 1, \dots, N$$

$F_{m,n}$ - Фурье-преобразование Гауссиана, аппроксимирующего выбранный источник, $G_{m,n}$ - функция отклика, α - параметр регуляризации.

2. Поиск приближенного решения уравнения (1) с $h^1(x, y)$:

$$F_{m,n}^k(\sigma, \mu, \lambda, \alpha) = \left[\frac{1}{H_{m,n}^k} \right]^\sigma \times \left[\frac{|H_{m,n}^k|^2}{|H_{m,n}^k|^2 + \alpha(1+m^2+n^2)} \right]^\mu \cdot \frac{G_{m,n}}{1 + \lambda(m^2 + n^2)}.$$

3. Обратное Фурье-преобразование $F_{m,n} \rightarrow f_{m,n}$.

4. Коррекция $H_{m,n}^k$ исходя из соображений минимизации $R_{m^*} = \|F_{m^*,n}^k - S_Q\|$ и $R_{n^*} = \|F_{m,n^*}^k - S_Q\|$, где S_Q - усредненное значение спокойного Солнца, значения m^* , n^* соответствуют координатам выбранного источника.

5. Переход к шагу (2) пока не выполнится условие $R_{m^*}, R_{n^*} \leq \varepsilon$.

При линейном процессе восстановления пространственно - ограниченного объекта все частоты определяются в пределах полосы пропускания через процедуру деконволюции в совокупности с низкочастотным фильтром, который в свою очередь влечет ухудшение разрешения, которого в принципе можно было бы достигнуть. Поэтому для восстановления объектов на Солнце для исследования которых важно высокое разрешение, необходимы нелинейные алгоритмы, которые позволили бы подавить явление Гиббса тем, что привносили бы дополнительные высокие частоты, таким образом, достигая расширения полосы пропускания или так называемого "сверхразрешения". Один из таких подходов рассмотрен ниже.

4. МЕТОД ПЗВМ

Впервые метод ПЗВМ был рассмотрен российскими математиками Л.М. Бергманом [15] и Л.Г. Губиным [16], а затем развит в работах Д. Юлы [17], Г. Старка [18].

Пусть нам необходимо найти неизвестную функцию f как лежащую на пересечении $E_0 = \bigcap_{i=1}^M E_i$ хорошо обусловленных замкнутых выпуклых множеств

$E_i, i = 1...m \subset H$, где H - гильбертово пространство. Пусть $T : E \rightarrow E : T = P_m, P_{m-1}, \dots, P_1$, где P_i - набор проекционных операторов на соответствующие множества. $E_i, i = 1, \dots, m$. f - неподвижная точка оператора P_0 и всякого оператора $T_i = 1 + \lambda_i(P_j - 1)$ для произвольного выбора констант релаксации $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_m$.

Необходимые и достаточные условия сходимости метода обеспечиваются, если E_0 не пусто. Тогда для всякого $x \in H$ и любого выбора констант $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_m$ в интервале $0 < \lambda_i < 2$ последовательность $\{T^n x\}$ сходится слабо к точке множества E_0 .

Сформируем проекционные операторы для решения задачи восстановления. Обозначим через $P_i, i = 1, \dots, 6$ проекционные операторы на 6 замкнутых выпуклых множествах. Эти 6 операторов построены по следующим правилам:

$$1. P_1 f = \begin{cases} f, \rho(x, y) \leq R_0 \\ 0, \rho(x, y) > R_0 \end{cases}$$

– оператор проектирования на множество ограниченных в пространстве функций, R_0 – радиус Солнца.

$$2. P_2 f \leftrightarrow \begin{cases} G(u, \nu), (u, \nu) \in Z \\ F(u, \nu), (u, \nu) \notin Z \end{cases}$$

– дуальный к предыдущему оператору, учитывающий ограничения на спектральную протяженность. Область Z соответствует области определения ДН на U-V-плоскости.

$$3. P_3 f = \begin{cases} f, f_1 \geq 0, (f = f_1 + j f_2) \\ 0, f_1 < 0 \end{cases}$$

– оператор проецирует известную функцию на множество положительных функций, приравнявая нулю все отрицательные участки.

$$4. P_4 f = \begin{cases} 0, f_1 \leq 0 \\ f_1^+, P_1 \leq P \\ \sqrt{P/P_1^+} \cdot f_1^+, P_1^+ > P \end{cases}$$

– проецирующий оператор на область функций, поток которых ограничен заданной величиной P_1^+ .

$$5. P_5 f = \begin{cases} Q, f(x, y) < Q - Q \cdot 10\% \\ f(x, y), f(x, y) > Q - Q \cdot 10\% \end{cases}$$

– проектор на множество функций значения которых в пределах радиорайуса не могут быть меньше 10 % депрессии от уровня спокойного Солнца Q .

$$6. P_6 f \leftrightarrow \begin{cases} F_1, \|\tilde{\chi} F_1 - \tilde{G}\| \leq \sigma \\ \tilde{G} + \frac{\tilde{\chi} F_1 - \tilde{G}}{\|\tilde{\chi} F_1 - \tilde{G}\|} + (1 - \chi) \times \\ \times F_1, \|\tilde{\chi} F_1 - \tilde{G}\| > \sigma \end{cases}$$

$$\text{где } \tilde{\chi} \equiv \begin{cases} 1, (u, \nu) \in Z \\ 0, (u, \nu) \notin Z \end{cases}$$

Мы можем заключить, что алгоритм, состоящий из чистого проецирования на выпуклые множества и реализованный с помощью итераций $f_{k+1} = P f_k$, $k = 0, 1, \dots$, где P – композиционный оператор, составленный из проекторов P_i , $i = (1, 2, 3, 4, 5, 6)$ без учета шума, сходится к единственному решению, удовлетворяющему условиям 1-6.

Следует также отметить, что этот алгоритм охватывает ранее предлагавшийся авторами работы [19] для коррекции радиоизображения алгоритм Гершберга-Папулиса, который может быть записан в компактной форме:

$$f_{k+1} = P_2 P_1 f_k, \quad k = 0, 1, \dots$$

Этот алгоритм разрабатывался с несколько иных позиций, используя свойства аналитичности спектра ограниченной функции, т. е. он затрагивал только условие ограниченности функции и точной определенности ее спектра в ограниченной области. Как показал опыт обработки данных ССРТ, этих ограничений недостаточно, чтобы получить существенное улучшение радиоизображения Солнца. Только с введением новых ограничений удалось получить достаточно эффективное повышение качества изображения.

Таким образом, в зависимости от зашумленности данных используются две схемы алгоритма: $P_5 P_2 P_4 P_1 f_k = f_{k+1}$ (без шумов) и $P_5 P_2 P_6 P_4 P_1 f_k = f_{k+1}$ (с шумами).

Особенно существенным оказалось ограничение на полную энергию (оператор P_4). Введение верхней границы для полной энергии дополнительно ко всему является методом регуляризации решения задачи восстановления. Следует отметить: действие операторов (особенно P_6), как регуляризаторов, в то же время ограничивает возможность экстраполяции спектров, следовательно, приходится искать компромисс между сглаживанием высоких частот и продолжением спектра. На языке теории выпуклых множеств

это означает разумный выбор области "расплывания" точки пересечения множеств.

Метод ПЗВМ [20] может быть с успехом использован для решения задачи восстановления, где проблема экстраполяции спектра является основной, как в двумерном режиме получения радиоизображения, так и в случае синтеза по одномерным проекциям. Существенным достоинством этого алгоритма является возможность включения в алгоритм ряда типичных для солнечной радиоастрономии ограничений, таких как ограничения на поток, положительность, размер и других, исходящих из постановки физической задачи. Если известна дисперсия шума, то в итерационный процесс возможно включить оператор проецирования P_6 , позволяющий стабилизировать итерации.

В настоящий момент метод опробован на моделях.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ АЛГОРИТМОВ

Результаты обработки и восстановления изображений программно-алгоритмическим комплексом мы продемонстрируем на моделях и данных наблюдений Сибирского солнечного телескопа.

Из массива данных ССРТ был выбран день наблюдений 20 мая 2006 г., где на картах Солнца, полученных на наземных и космических обсерваториях, присутствовали объекты, отличающиеся характерными пространственными масштабами, яркостями и контрастами относительно спокойного Солнца. За период наблюдений (02:19-6:57 UT) не произошло существенных вспышечных событий, наибольший балл рентгеновского излучения В1.4 был зафиксирован в активной области, находящейся южнее экватора вблизи восточного лимба (см. рис. 2). Данное обстоятельство является существенным, поскольку благодаря этому мы могли использовать для построения карт любой интервал времени наблюдений.

На рисунке 1 показана часть исходных данных ССРТ в утренние часы наблюдений. После применения процедур, описанных в разделе 1, было получено "грязное" изображение Солнца (диапазон времени 2:19-2:35 UT, рис. 2а). На изображении хорошо заметны следы от боковых лепестков диаграммы направленности, искажающие истинное распределение радиояркости по диску Солнца и неравномерность яркости спокойных участков из-за проекции на диск первых боковых лепестков ДН соседних изображений (рис. 2а).

На рисунке 2б представлен результат использования эволюционного (Винера-Тихонова) фильтра. Видно, что на изображении не заметны следы ДН. Для выяснения вопроса о качестве восстановления мы приводим изображения Солнца на длине волны 1,76 см и в ультрафиолетовом излучении SOHO/EIT в линии Fe XII $\lambda = 195 \text{ \AA}$. Из сравнения "грязной" и восстановленной радиокарт Солнца видно, что на восстановленном изображении видны те же объекты, что и на изображении на длине волны 1,76 см и в ультрафиолетовой линии излучения. Хорошо заметны волокна, протуберанцы, активные и флоккульные области, корональные яркие точки. Хуже различимы корональные дыры, но в областях их расположения на восстановленном изображении уровень радиояркостности ниже уровня спокойного Солнца. Кроме того, на изображениях на 5,2 см заметны структуры в атмосфере Солнца, совпадающие с повышенными и пониженными уровнями яркости в ультрафиолетовом излучении, но не совпадающие с перечисленными выше объектами. Все это говорит о том, что процедура восстановления позволила в основном избавиться от влияния аппаратной функции и распределение радиояркостности после ее использования стало близко к реальному.

Для количественного исследования влияния алгоритма восстановления на радиоизображение выделим на нем шесть характерных областей (рисунки 2а,б) и исследуем значения яркостных температур в них. Стрелками обозначено направление следов ДН на изображении. Области выбрали из соображений присутствия в месте их расположения солнечных активных образований и наличия влияния на них следов ДН. Область 1 на рисунке 2а лежит на хорошо заметном следе ДН и на "грязной" карте выглядит похожей на корональную яркую точку. В то же время этого образования нет на радиокарте Солнца на длине волны 1,76 см и на карте ультрафиолетового излучения SOHO/EIT (рисунки 2в,г). Область 2 совпадает с яркой точкой на изображении Солнца в ультрафиолете. Область 3 совпадает с изображением волокна на 1,76 см и в ультрафиолетовом излучении. Цифрой 4 обозначена область, расположенная вблизи максимума источника пятенного излучения, находящегося в активной области 884, хорошо заметной на всех изображениях. Области 5 и 6 находятся в полярных корональных дырах. Результаты измерения яркостных температур в этих областях и яркостных температур в месте расположения максимумов первых боковых лепестков от наиболее яркого источника представлены в таблице 1.

При сравнении яркостных температур до и после восстановления видно, что полно-

стью исчезли следы ДН от наиболее яркого источника и температура в месте нахождения первого максимума ДН стала близка к температуре спокойного Солнца. Яркая область 1 на грязной карте также возникла при наложении ДН радиотелескопа на солнечный диск. Яркостная температура корональной яркой точки (область 2) значительно увеличилась после процедуры восстановления. Отметим также, что исчезла темная область, ее окружавшая, и близкие спокойные области Солнца имеют температуру около 16000 К (температура спокойного Солнца на длине волны 5,2 см). Температура участка волокна (область 4) в южном полушарии после восстановления изображения значительно уменьшилась, волокно стало отчетливо заметно, в т.ч. видно, что волокно приобрело протяженную структуру. Кроме того, стали хорошо различимы волокна в северном полушарии, с трудом выделявшиеся на "грязном" изображении. Температура максимума пятенного источника незначительно уменьшилась при коррекции за счет ДН. Особо хочется отметить, что яркостная температура в корональных дырах после восстановления стала меньше температуры спокойного Солнца. Хотя форма полярных дыр на картах ССРТ полностью не соответствуют их очертаниям в ультрафиолетовом излучении, участки с пониженными яркостными температурами уверенно выделяются.

Среди недостатков алгоритма восстановления следует выделить ухудшение разрешения изображения, что хорошо заметно по мелким деталям, например, по корональным ярким точкам. Однако, как уже отмечалось во введении, данный метод, в основном, предназначен для исследования слабых протяженных объектов.

Описанный в разделе 3 метод восстановления с помощью ПЗВМ в настоящее время исследован на моделях. Данный метод позиционируется нами как дополнение к существующему методу CLEAN [1] и предназначается для исследования тонкой пространственной структуры радиоизлучения активных областей.

В качестве модели был взят большой цилиндр (диск Солнца) с амплитудой 10 единиц и на нем были размещены два источника, представляющие собой экспоненциальные функции, с амплитудами по 500 единиц. При температуре спокойного Солнца 16000 К на длине волны 5,2 см, сопоставимая яркостная температура таких источников составляет $800 \cdot 10^3$ К. Подобные температуры встречаются у пятенных источников радиоизлучения. Из рисунка 3а хорошо видно, что исходные источники разрешены. После проведения операции свертки с функцией идеальной ДН (рисунок 3б) источники потеряли свою структуру и мы можем видеть вместо двух пиков один, растянутый по

вертикали.

На рисунке 3в представлены результаты работы метода после применения операторов $P_5P_2P_6P_1$ (раздел 3) на 50 итерациях. Видно, что даже 50 итераций оказалось достаточно, чтобы разрешить источники. Включение в последовательность оператора P_4 , позволяющего использовать ограничение на общий поток объекта, показано на рисунке 3г. В данном случае поток после применения операторов полагался равным потоку модели после свертки с ДН. Сравнение рисунков 3в и 3г показывает, что оператор ограничения на поток позволяет существенно ускорить сходимость итерационного процесса. Отметим также, что применение оператора P_4 позволяет восстановить исходные яркости соседних с источником областей и уменьшить уровень боковых лепестков ДН. Таким образом, исходя из результатов моделирования, можно надеяться, что применение методов ПЗВМ позволит получить более высокое разрешение в распределении радиояркости ярких компактных областей на картах радиоизлучения Солнца. Сходных результатов не дает ни один из реализованных методов восстановления изображений.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нами исследованы методы восстановления радиоизображения Солнца с учетом инструментальных эффектов и характера изучаемых событий. Предложен новый метод восстановления радиоизображения Солнца на основе ПЗВМ, который позволяет учесть ряд ограничений. Разработан алгоритм коррекции радиоизображения Солнца при неточно известной аппаратной функции (путем определения ее по отклику на компактный симметричный источник). В результате создано полное программное обеспечение восстановления радиоизображений Солнца, в которое также включены методы первичной обработки данных. На основе ПЗВМ достигнута экстраполяция спектра пространственных частот за пределы полосы пропускания фильтра с целью повышения углового разрешения ССРТ. Предложенные алгоритмы могут быть использованы на других радиотелескопах высокого разрешения, а также для исследования двумерных пространственных полей в других областях науки и техники.

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа поддержана Сибирским отделением РАН, Программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 30 "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля Минобрнауки РФ (Уникальные установки: № 01-27 - ССРТ, грантами поддержки научной школы), грантом РФФИ 05-07-90209.

-
1. Смольков Г.Я., Гречнев В. В., Лесовой С. В. et al, Сибирский солнечный радиотелескоп. Солнечно-земная физика. Изд. СО РАН, Вып.6, 166, (2004).
 2. Högbom J., Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines. ApJS, 15, 417, (1974).
 3. van Schooneveld C., Image formation from coherence functions in astronomy. D. Reidel Publishing Co, (Astrophysics and Space Science Library. Volume 76), 351, (1979).
 4. Lang K. R., Willson R. F., Very large array observations of solar active regions. Nature, vol. 278, Mar. 1, 24, (1979).
 5. Clark B. G., An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN'. A&A, vol. 89, no. 3, 377, (1980).
 6. Cornwell T. J., A method of stabilizing the clean algorithm. A&A, (ISSN 0004-6361), vol. 121, no. 2, 281, (1983).
 7. Hanaoka Y., Shibasaki K., Nishio et al, Processing of the Nobeyama Radioheliograph Data. In: Proceedings of Kofu Symposium, Kofu, Japan, Sept. 6-10, 35, (1993).
 8. Koshiishi H., Restoration of solar images by the Steer algorithm. A&A, v.412, 893, (2003).
 9. Katagiri S., Morita K.-I., Kawaguchi N., Hayakawa M., An Imaging Algorithm Using the Bispectrum in Radio Interferometry. Publ. of the Astronomical Society of Japan, v.49, 123.
 10. Nindos A., Kundu M. R., White S. M. et al, Microwave and ultraviolet observation of solar polar region. Astrophys. J. , 527, 415, (1999).
 11. Котельников В. А., Кузнецова С. М., Обухов А. Г., Смольков Г. Я., Оптимальная дискретизация двумерных радиоизображений Солнца при наблюдениях на крестообразном радиоинтерферометре с частотным сканированием. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. Изд-во СО РАН, Вып. 112, 1246 (2002).

12. Ярославский Л. П., Введение в цифровую обработку изображений. М.: Советское радио, 312, (1979).
13. Юстуссон Б. И., Медианная фильтрация: статистические свойства. В кн.: Быстрые алгоритмы в цифровой обработке изображений (Под редакцией Хуанга Т. С.: Пер. с англ.), М: Радио и связь, 222, (1984).
14. Кузнецова С. М., Обухов А. Г., Смольков Г. Я., Восстановление радиоизображения Солнца на ССРТ модифицированным фильтром Винера-Тихонова и методом проекций на выпуклые множества. Препринт ИСЗФ СО РАН 2-00, Иркутск, 13, (2000).
15. Бергман Л. М., Нахождение общих точек выпуклых множеств методом последовательных проекций. ДАН СССР, **162**, Вып. 3, 487, (1965).
16. Губин Л. Г., Поляк Б. Т., Райк Е. В., Метод проекций для нахождения общих точек выпуклых множеств. ЖВМ и МФ, Вып. 7, 1, (1967).
17. Юла Д. К., Математическая теория восстановления изображений методом выпуклых проекций. В кн.: Реконструкция изображений (Под редакцией Старка Г. М.): Мир, 633, (1992).
18. Сезан М., Старк Г., Применение теории выпуклого проецирования для восстановления изображений в томографии и смежных областях. В кн.: Реконструкция изображений (Под редакцией Старка Г. М.): Мир, 633, (1992).
19. Баландин А. Л., Кузнецова С. М., Обухов А. Г., Смольков Г. Я., Синтез радиоизображений Солнца на ССРТ при наблюдениях с ножевой диаграммой направленности с помощью компьютерной томографии. Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца. М.: Наука, Вып. 95, 3, (1991).
20. Кузнецова С.М., Обухов А.Г., Смольков Г.Я., Восстановление радиоизображения Солнца на ССРТ модифицированным фильтром Винера-Тихонова и методом проекций на выпуклые множества. Препринт ИСЗФ СО РАН 2-00, Иркутск, 13, (2000).
21. Кузнецова С.М., Обухов А.Г., Просовецкий Д.В., Смольков Г.Я., Восстановление радиоизображения Солнца модифицированным фильтром Винера-Тихонова при цифровой обработке данных Сибирского солнечного радиотелескопа. Радиотехнические тетради, **28**, (2004).

METHEMATICAL AND SOFTWARE FOR FORMATION AND RESTORATION OF SUN RADIO IMAGES ON THE SIBE-RIAN SOLAR RADIO TELESCOPE (SSRT)

**S. M. Kuznetsova, B. I. Lubyshev, A. G. Obukhov, D. B. Prosovetsky,
S. I. Smirnov, G. Ja. Smolkov, E. A. Chernova, A. V. Djourik**

The big quantity of data registered by the Syberian Sun Radio Telescope needs automation and math software of the monitoring of Sun activity. Suggested software for constructing radio maps let us to get radio images to carry out primary processing and restoration of images. During the making of the primary processing the low frequency filter and multiplicative filter are applied. In this soft ware the methods of radio image restoration such as projection on closed convex variety or using inverse filter of Viner-Tikhonov are achieved. The methods of image restoration differ by the way of including the apriority information. In this article the math software and results of using processed and restoration methods are demonstrated.

Таблица 1. Характеристики областей на диске Солнца, отмеченных цифрами на рис.2

Область	T_{b1} до восстановления, К	T_{b2} после восстановления, К
Западный 1й лепесток ДН	44000	16100
Южный 1й лепесток ДН	37000	15800
1	33700	16300
2	22600	27800
3	13800	9500
4	225000	210000
5	22900	13600
6	17600	14700



Рис. 1. Первичные данные наблюдений ССРТ 20 мая 2006 г. 02:19 02:25 UT. По вертикальной оси время t , по горизонтальной – частота f .

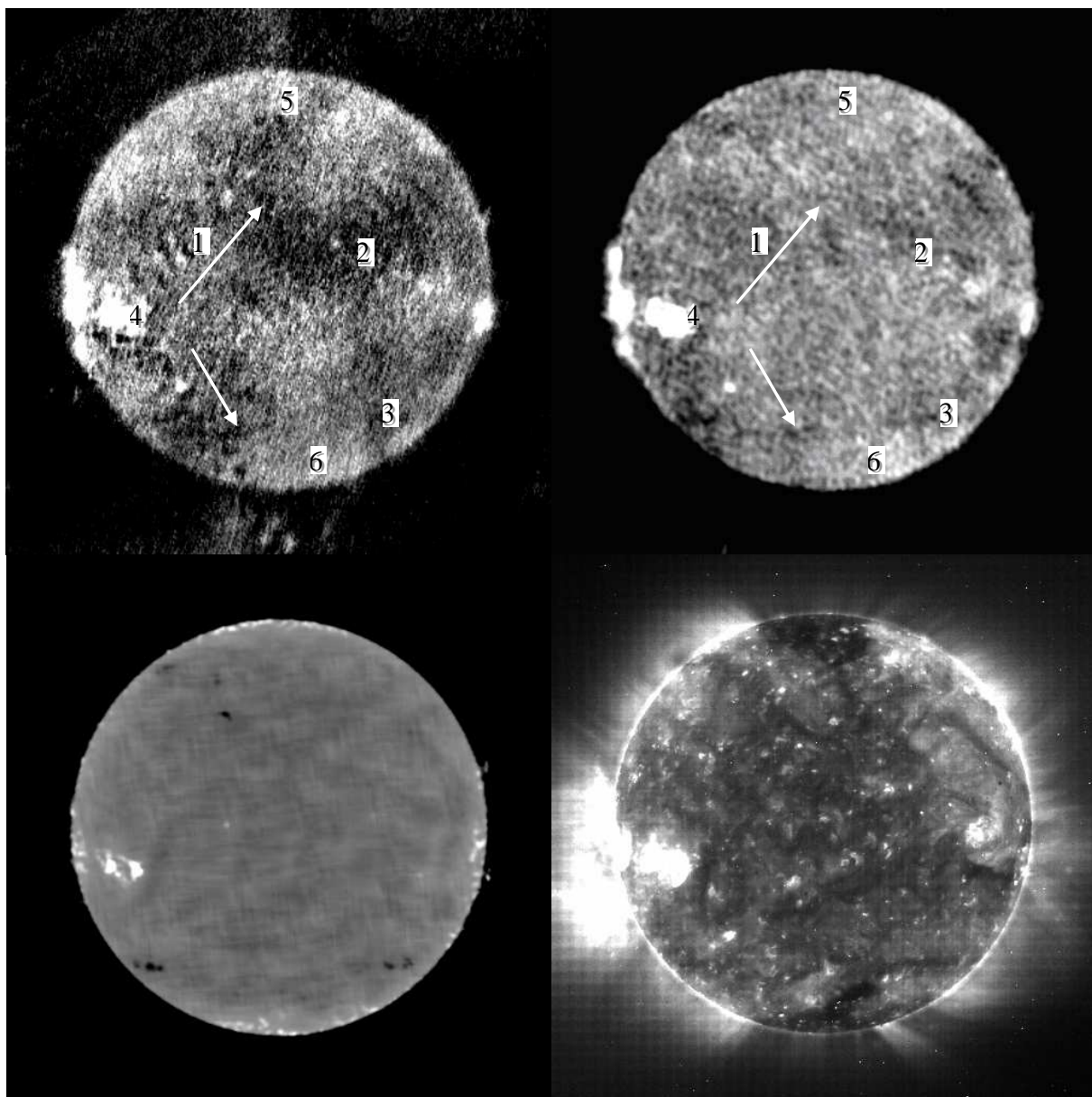


Рис. 2. Изображения Солнца 20 мая 2006 г. *а.* "Грязная" радиокарта на длине волны 5,2 см (вверху слева); *б.* Эта же карта после восстановления фильтром Винера-Тихонова (вверху справа); *в.* Радиокарта Солнца на длине волны 1,76 см, Нобеймская обсерватория (внизу слева); *г.* Карта ультрафиолетового излучения Солнца Fe XII $\lambda 195 \text{ \AA}$ по данным SOHO/EIT (внизу справа).

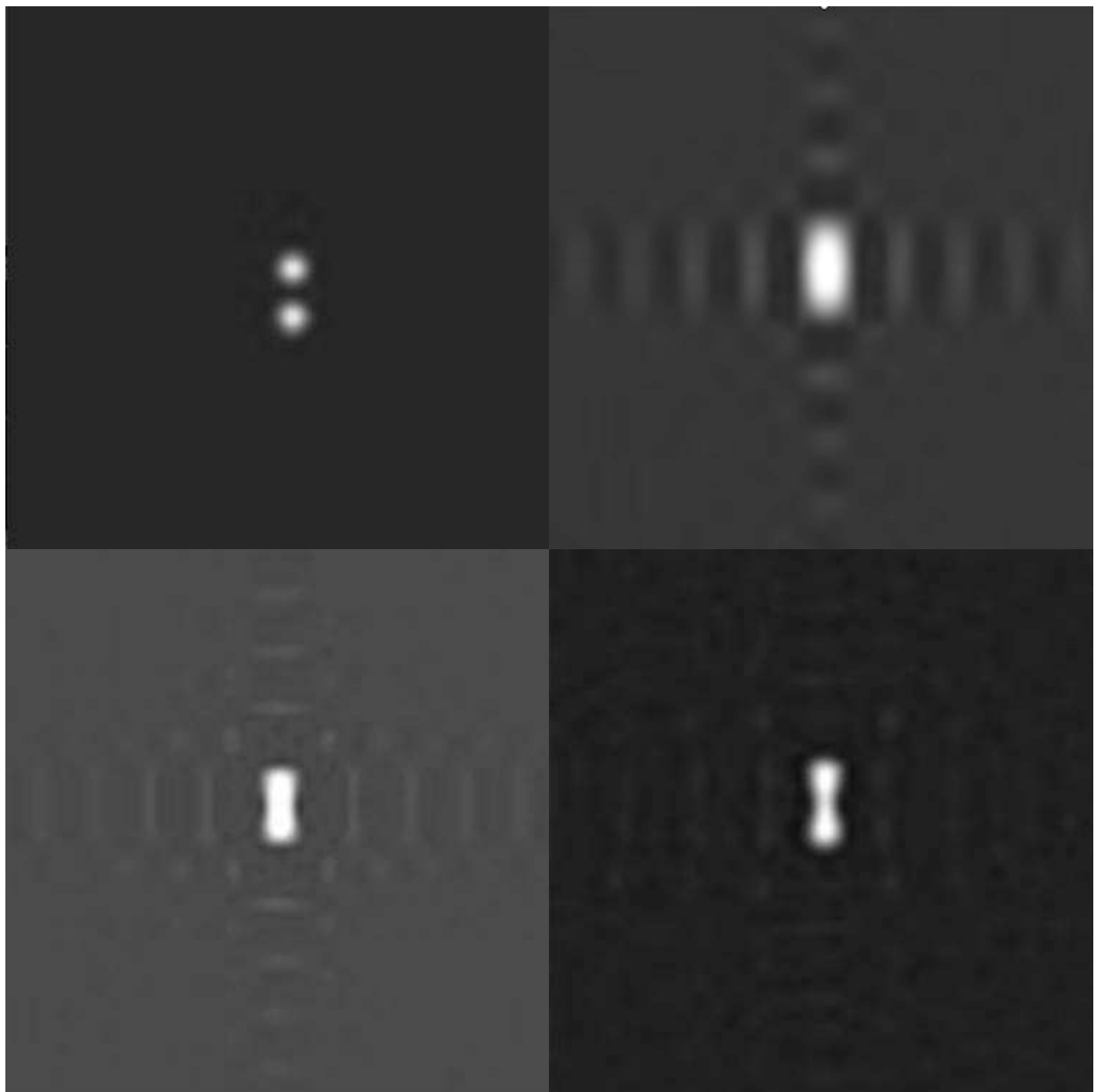


Рис. 3. Результат восстановления яркого источника излучения с помощью ПЗВМ. *а.* Модельный источник (вверху слева); *б.* Результат свертки модельного источника с идеальной ДН ССРТ (вверху справа); *в.* Результат восстановления без использования оператора P_4 после 50 итераций (внизу слева); *г.* Результат восстановления с использованием оператора P_4 после 50 итераций.

Выделение слабоконтрастных событий в солнечной короне, используя метод распознавания образов

С.М. Кузнецова,¹ А.Г. Обухов,¹ Д.В. Просовецкий,¹ Г.Я. Смольков,¹ А.В. Джурик¹

¹*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН,
Россия, 664033, Иркутск а/я 291; ул. Лермонтова 126*

В работе предлагается метод выделения на солнечном диске протяженных областей, слабо отличающихся от спокойного Солнца. Такими областями могут быть, например, волокна, протуберанцы и корональные дыры, наблюдаемые в радиоизлучении. Метод основан на выделении наибольших градиентов относительных яркостей изображения (фильтре Собела). В отличие от существующих на сегодняшний день способов выделения подобных образований, предлагаемый в данной работе метод наиболее пригоден для отождествления и нахождения некоторых характеристик (площадей и профилей объектов) в случаях, когда эти операции представляют сложность при зашумленности изображения. На примере микроволновых наблюдений продемонстрированы возможности метода, показаны его преимущества и недостатки.

1. ВВЕДЕНИЕ

Как известно, исходными факторами, определяющими состояние и изменчивость условий космической погоды, являются события в солнечной атмосфере, сопровождаемые выделением энергии с последующей ее реализацией повышением интенсивности геоэффективного излучения, потоками энергичных частиц, ударными волнами. Среди них важная роль принадлежит слабоконтрастным образованиям в солнечной короне - корональным дырам, ярким корональным точкам, волокнам и протуберанцам. Корональные дыры (КД) являются источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра - причиной рекуррентных геомагнитных бурь, а эруптивные волокна и протуберанцы - причинами ударных волн и выбросов корональной массы (ВКМ). Яркие корональные точки - проявления локального мелкомасштабного энерговыделения в короне. Следовательно, данные о слабоконтрастных событиях содержат ценную информацию,

необходимую для изучения особенностей развития и прогноза солнечно-земных связей [1, 4, 5, 8].

Практически все виды солнечной активности весьма эффективно проявляются в микроволновом излучении Солнца. Мониторинг солнечной активности, в т.ч. слабоконтрастных событий, систематически выполняется от восхода до захода Солнца на фоне солнечного диска в микроволновом излучении с высоким пространственным и временным разрешением на Сибирском солнечном радиотелескопе (ССРТ) ИСЗФ [7, 12] с 1980-х гг. и радиогелиографе обсерватории Нобейма (NoRH) [11] с 1990-х гг.

Задача выделения объектов микроволнового излучения с малыми яркостными температурами решалась в связи с задачами, встречающимися при изучении слабоконтрастных образований в микроволновом излучении на Солнце: определение площади волокон и КД, их положения на солнечном диске, температурных профилей в них. Осуществлять идентификацию часто желательно в автоматическом режиме, что эффективно позволяет формировать и пополнять базу данных этих объектов. При обработке наблюдательных данных в различных обсерваториях существуют разнообразные методы идентификации и определения пространственных и других параметров волокон, корональных дыр и других слабо выраженных объектов при наблюдениях в широком диапазоне длин волн. Основными недостатками таких методов являются зависимость от оператора, выполняющего идентификацию или оконтуривание, слабая автоматизация подобных действий. Предложенная ранее идентификация слабоконтрастных событий в солнечной короне по данным ССРТ [9] требует использования радиогелиографических данных, получаемых одновременно на двух длинах волн, что не всегда возможно.

На данных наблюдений ССРТ процедура распознавания и оконтуривания слабых объектов не является тривиальной, поскольку яркостная температура волокна в наблюдаемом диапазоне составляет всего лишь 30% от уровня спокойного Солнца, а КД меньше 10% и на восстановленных картах радиояркости может присутствовать не полностью скорректированный процедурой восстановления тренд, связанный с неточностью фазировки инструмента. Учитывая эти обстоятельства, мы не можем оконтурить волокна и корональные дыры простым выделением желаемого диапазона яркостных температур относительно спокойного Солнца.

Нами был выбран способ контрастирования путем построения функции градиента, который позволяет выделить участки с изменением яркостных температур на харак-

терных пространственных масштабах. Трудности при таком подходе порождаются наличием шума, поэтому до операции определения градиента необходимо производить предварительную процедуру сглаживания изображения. Как будет показано ниже, подобный метод является эффективным для большинства солнечных объектов с низким относительно спокойного Солнца контрастом.

2. АЛГОРИТМ ОКОНТУРИВАНИЯ СЛАБКОНТРАСТНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ

Алгоритм оконтуривания слабконтрастных образований. Применение алгоритма контрастирования начинается с использования пространственной реставрации исходных данных, выполняемой на основе модификации фильтра Винера-Тихонова с перестраиваемыми параметрами для управления уровнем шумов и угловым разрешением [2, 3].

Идентификация слабконтрастных источников состоит из трех основных этапов:

- 1) удаление высокочастотного шума и ярких участков на карте;
- 2) контрастирование источников с помощью высокочастотного фильтра;
- 3) выполнение анализа полученных контурных значений и трактовка их как отдельного выделенного объекта;

Удаление высокочастотного шума и повышение чувствительности включают в себя следующие основные моменты:

- 1) усреднение карт радиояркости Солнца за период времени примерно составляющий 3–4 часа;
- 2) применение низкочастотного фильтра, как фильтра пространственных частот вида:

$$Y(u, \nu) = \frac{1}{1 + \lambda(u^2 + \nu^2)}$$

Операция удаления ярких участков использовалась нами для того, чтобы расставить акценты на участки с пониженными значениями яркостных температур, таких как КД и волокна. Для контрастирования нами использовался градиентный фильтр Собела [6], позволяющий построить карту градиентов, при этом в зависимости от задачи, возможно построения разных операторов оценки градиентов.

В общем случае мы используем рекурсивный фильтр Собела в виде:

$$H(j, k) = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (1)$$

с вычислением x и y следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= (A_2 + 2A_3 + A_4) - (A_0 + 2A_7 + A_6) \\ y &= (A_0 + 2A_1 + A_2) - (A_6 + 2A_5 + A_4), \end{aligned} \quad (2)$$

где элементы A_i располагаются следующим образом:

A_0	A_1	A_2
A_7	$F_{j,k}$	A_3
A_6	A_5	A_4

Средневзвешенные A и безразмерные частные производные определяются в окрестности интересующего события.

В задаче распознавания волокон, которые, как правило, представляют собой вытянутые с Востока на Запад области, нами применялся фильтр вида:

$$H(j, k) = \sqrt{y^2} \quad (3)$$

После получения карты градиентов производим выделение областей с заданными его пороговыми значениями, которые могут быть выбраны в интерактивном режиме. У волокон - это, значения близкие к максимальному градиенту. У КД градиент обычно меньше, чем на границах волокон и его определяют в коридоре меньших значений.

В результате описанной процедуры, мы будем иметь прерывистые значения границ волокна или КД. Для устранения точечных или одиночных величин нами был использован медианный фильтр.

Следующим этапом является связывание точек контура, который осуществляется на основе последовательной локальной обработки каждого пиксела.

При таком анализе используются два основных параметра для установления сходства пикселей контура: величина отклика оператора градиента и направление вектора градиента. Первый параметр задается значением $H(j, k)$ из (1). В этом случае пиксель контура, имеющий координаты (j_0, k_0) и расположенный внутри заданной окрестности (j, k) , считается сходным по модулю градиента с пикселем (j, k) , если:

$|H(j, k) - H(j_0, k_0)| \leq E$, где E - наперед заданный порог. Направление вектора градиента задается выражением:

$$\alpha(j, k) = \arctan \left(\frac{Y(j, k)}{X(j, k)} \right), \quad (4)$$

где Y, X определяются из равенств (2).

Пиксель контура с координатами (j_0, k_0) и расположенный внутри заданной окрестности (j, k) , считается сходным по направлению градиента с пикселем (j, k) , если:

$$|\alpha(j, k) - \alpha(j_0, k_0)| \leq A, \quad (5)$$

где A - наперед заданный порог.

Пиксель в заданной окрестности объединяется с центральным пикселем (j, k) , если выполнены критерии сходства и по величине и по направлению. Этот процесс повторяется в каждой точке изображения, с одновременным запоминанием найденных связанных пикселей при движении центра окрестности.

Таким образом, нами описан процесс распознавания слабоконтрастных деталей, таких как волокна и КД. В следующем разделе будут показаны возможности метода при выделении слабоконтрастных объектов по данным радионаблюдений на длине волны 5,2 см (ССРТ).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ АЛГОРИТМА

В качестве демонстрации работы алгоритма приведем результаты выделения волокон и корональных дыр на картах распределения радиояркости ССРТ за 24 сентября 2006 г. На картах в линии H_α (рис. 4г) и линии ультрафиолетового излучения (рис. 4в) в северном и южном полушарии наблюдались протяженные волокна, в юго-восточной, западной и северной частях солнечного диска на карте, полученной в ультрафиолетовом излучении хорошо заметны корональные дыры.

Были построены карты градиентов (рис. 1) и контурная карта с замкнутыми и незамкнутыми контурами. В результате процедуры замыкания контуров на радиокарте выделены 4 области, соответствующие местоположению волокон в линии H_α , и 1 на месте расположения корональной дыры в юго-восточной области диска Солнца.

Совпадающие с выделенными на картах в микроволновом излучении волокна на изображениях в линии H_α выглядят тонкими разрывистыми образованиями (рис. 4г). В то же время радиоволокна, выделенные в результате процедуры контрастирования

имеют ширину в несколько раз превосходящую ширину волокон в H_α и имеют большую протяженность без разрывов. Последнее обстоятельство означает, что яркостные температуры внутри участков без разрывов меньше температуры спокойного Солнца. Подобная структура радиоволокон при их наблюдении на 5,2 см уже отмечалась авторами работы [13]. Мы не приводим здесь количественных характеристик радиоволокон т.к. это выходит за рамки данной работы.

Одновременно с выделенными в результате процедуры контрастирования на диске Солнца присутствуют еще 2 волокна, различимых как в линии H_α , так и в микроволновом излучении. Одно из них расположено в северной области диска Солнца над областью 1 (рис. 4), другое в активной области, расположенной юго-западной части диска. Оба этих волокна не были выделены на картах микроволнового излучения в результате автоматической процедуры контрастирования. Причины плохой работы алгоритма в этих случаях состоят в том, что имеется существенная разница в значениях градиента (рис. 1) по контуру объектов. В результате этого автоматический алгоритм соединения контуров не срабатывает и область остается открытой, после чего исключается из списка объектов, выделенных на карте. Устранение данного недостатка возможно путем исключения областей с высокими и низкими яркостными температурами при выделении слабоконтрастных образований. Такая доработка алгоритма планируется нами в дальнейшем.

Из трех корональных дыр, присутствующих в день наблюдений на диске Солнца была выделена лишь одна. При детальном изучении карты микроволнового излучения нами было выяснено, что в месте расположения двух других корональных дыр не было понижения уровней яркостных температур. Одновременно мы отметили отсутствия ярких особенностей в корональных дырах на картах микроволнового, полученных на радиогелиографе в Нобеяме (1,76 см). Эти особенности должны соответствовать депрессиям яркостных температур на длине волны 5,2 см [10]. В то же время, такие яркие особенности присутствуют в месте расположения корональной дыры на юго-востоке диска Солнца, в западном ее участке. Именно этот участок был выделен в результате процедуры контрастирования. Он состоит из 4 близко расположенных областей разного размера. Подобная особенность поведения микроволнового излучения корональных дыр отмечалась авторами работы [10].

Таким образом, в результате работы алгоритма удалось выделить основные слабо-

контрастные особенности микроволнового излучения Солнца на длине волны 5,2 см. В то же время метод обладает некоторыми недостатками: 1) метод плохо работает, когда существуют большие отличия градиентов по контуру изучаемого объекта; 2) выделение объекта затруднено, когда депрессия составляет менее 10% от уровня спокойного Солнца (случай с КД) или когда область на радиоизображении имеет сложную структуру. Кроме того, в настоящее время делается допущение, что контрастируемая область имеет протяженную в направлении восток-запад структуру. Такое допущение требуется для правильной работы алгоритма замыкания контуров и в общем случае может привести к сбоям автоматического выделения объектов, имеющих малую протяженность в направлении восток-запад и большую в направлении север-юг. В дальнейшем нами планируется развить этот алгоритм для более общих случаев, не включающих данные ограничения.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы благодарят за финансовую поддержку работы Сибирское отделение РАН, Программу фундаментальных исследований Президиума РАН № 30 "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля Российской фонд фундаментальных исследований (грант РФФИ 05-07-90209).

-
1. Ишков В.Н., Солнечные экстремальные события: история, осуществление, прогноз. Солнечно-земная физика, Изд-во СО РАН, **8**, 19, (2005).
 2. Кузнецова С.М., Обухов А.Г., Просовецкий Д.В., Восстановление изображений Солнца модифицированным фильтром Винера-Тихонова. Солнечно-земная физика, Изд-во СО РАН, **6**, 205, (2004).
 3. Кузнецова С.М., Обухов А.Г., Смольков Г.Я., Восстановление радиоизображений Солнца модифицированным фильтром Винера-Тихонова при цифровой обработке данных ССРТ. Радиотехнические тетради, **№ 28**, 41, (2004).
 4. Максимов В.П., Солнечные факторы, определяющие изменения космической погоды и задачи их прогнозирования. Солнечно-земная физика, Изд-во СО РАН, **8**, 13, (2005).

5. Максимов В.П., Бакунина И.А., Нефедьев В.П., Смольков Г.Я., Способ краткосрочного прогноза мощных солнечных вспышек. Бюллетень изобретений, **21**, Патент № 2114449 от 27.06.98 г., 131, (1998).
6. Прэтт У., Цифровая обработка изображений. М.: Мир, (1982).
7. Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Smolkov G.Ya. et al, The Siberian solar radio telescope: the current state of the instrument, observations, and data. Solar Phys., **216**, 239, (2003).
8. Eselevich V.G., Eselevich M.V., The physical foundation of forecast disturbances in the geospace from solar disk characteristics. **Chin. Space Sci.**, **25**, 358, (2005).
9. Kobets N.M., Kuznetsova S.M., Lubyshev B.I., Obukhov A.G., Prosovetsky D.V., Smirnov S.I., Smolkov G.Ja., Chernova E.A., Mathematical and the software of formations and reconstruction of radioimages of the Sun on SSRT. Poster on the VII Russian-Chenese workshop on Space Weather, 11-17 September, Irkutsk, (2006).
10. Maksimov V.P., Prosovetsky D.V., Grechnev V.V., Krissinel B.B., Shibasaki K., On the relation of brightness temperatures in coronal holes at 5.7 and 17 GHz. PASJ, **58**, 1, (2006).
11. Nakajima H, Nishio M., Enome S., Shibasaki K. et al, Nobeyama radioheliograph. Proc. IEEE, **82**, 705, (1994).
12. Smolkov G.Ya., Pistolkors A.A., Krissinel B.B. et al, The Seberian solar radio telescope; parameters and principle of operation, objectives and results of first observations of spatio-temporal properties of development of active regions and flares, Astrophys. Space Sci., V. 119, **1**, 1, (1986).
13. Zandanov V.G., Lesovoi S.V., Radio observations of filaments at the SSRT. Nobeyama Symposium on Solar Physics with Radio Observations, Kiyosato, Japan. Abstract book. Nobeyama Radio Observatory, NAOJ, 37, (1998).

THE SEPARATION OF LOW CONTRAST EVENTS IN SUN CORONA USING THE METHOD OF IMAGE RECOGNIZING

S. M. Kuznetsova, A. G. Obukhov, D. B. Prosovetsky, G. Ja. Smolkov,
A. V. Djourik

In this article the method of the separation of extensive regions on the sun disk differ slightly from a quiet Sun are offered.

Such regions can be, for instance, filaments, coronal holes observed in radio emissions. The method is founded on separation of the most gradient relative brightness of images (filter of Sobel). Unlike existing present day ways of separation of similar formations, the method proposed in this article is most suitable for identification and finding some features when theses operations have difficulty with noisy images. On example of microwave observations are demonstrated possibility of the method, shown are the advantages and defects.

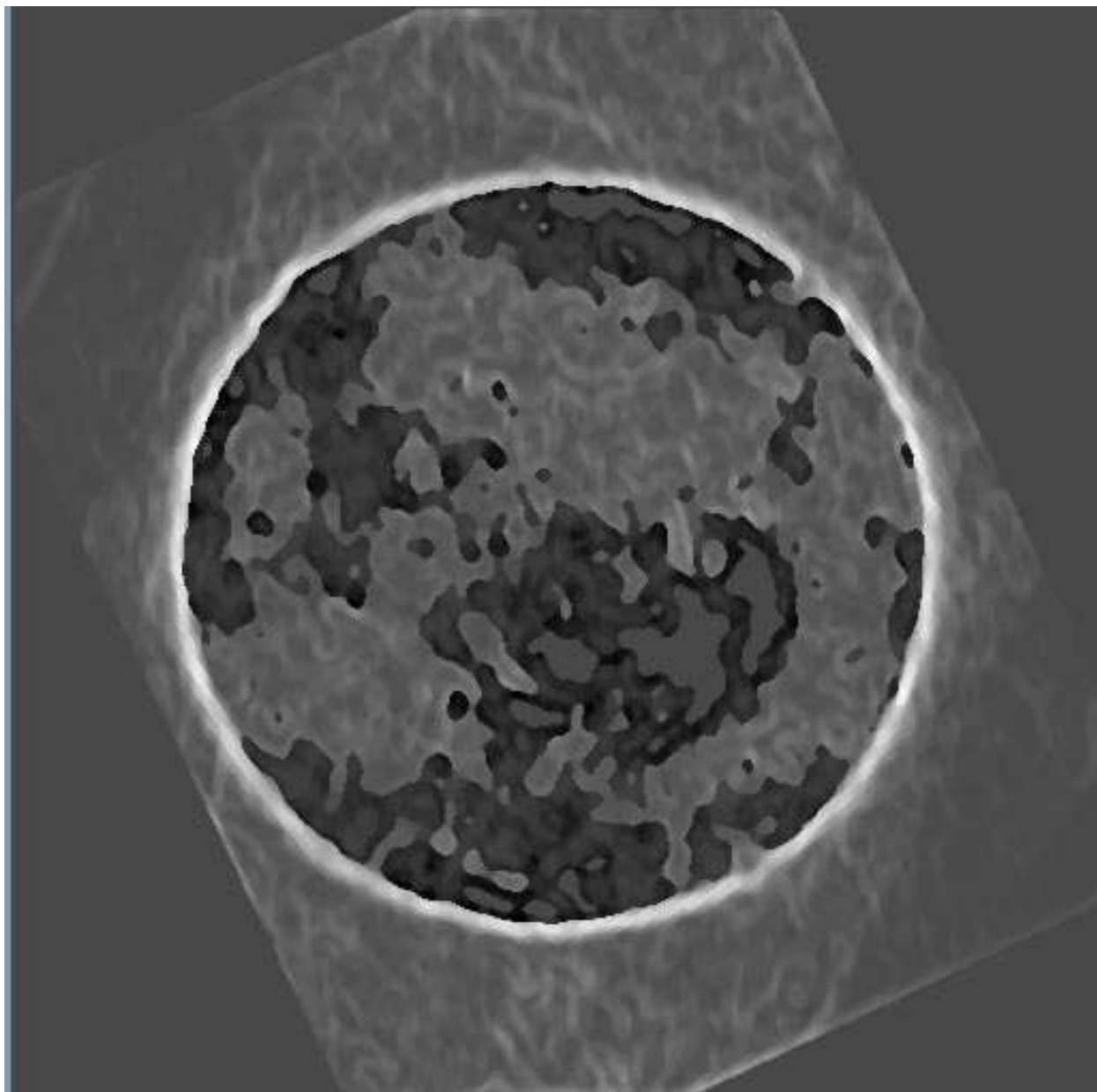


Рис. 1. Карта распределения градиентов яркостных температур по данным ССРТ за 24 сентября 2006 г.).

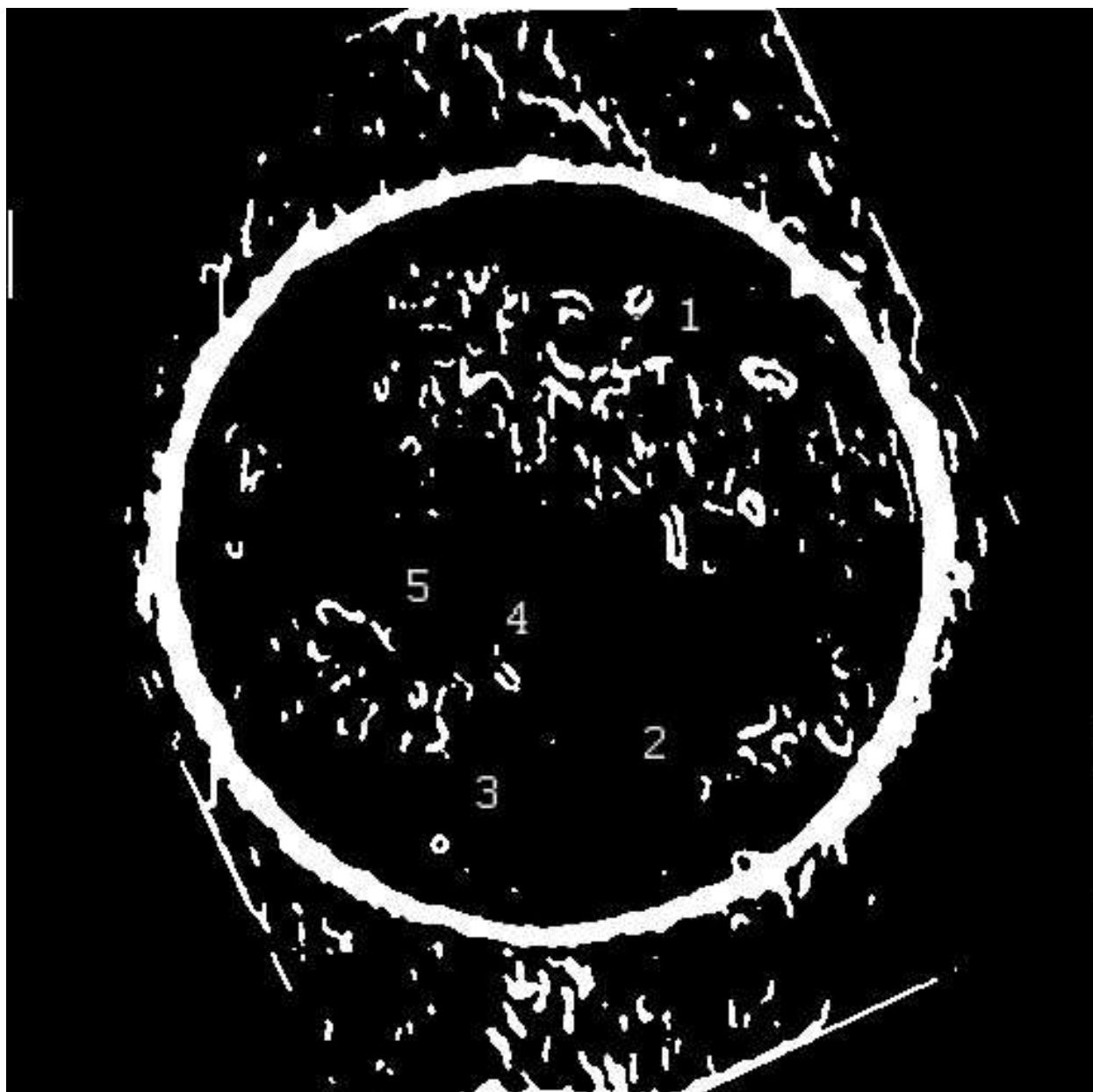


Рис. 2. Контурная карта градиентов с замкнутыми и незамкнутыми контурами и шумами 24 сентября 2006 г. Цифрами на карте отмечены местоположение волокон (1-4) и корональной дыры (5).

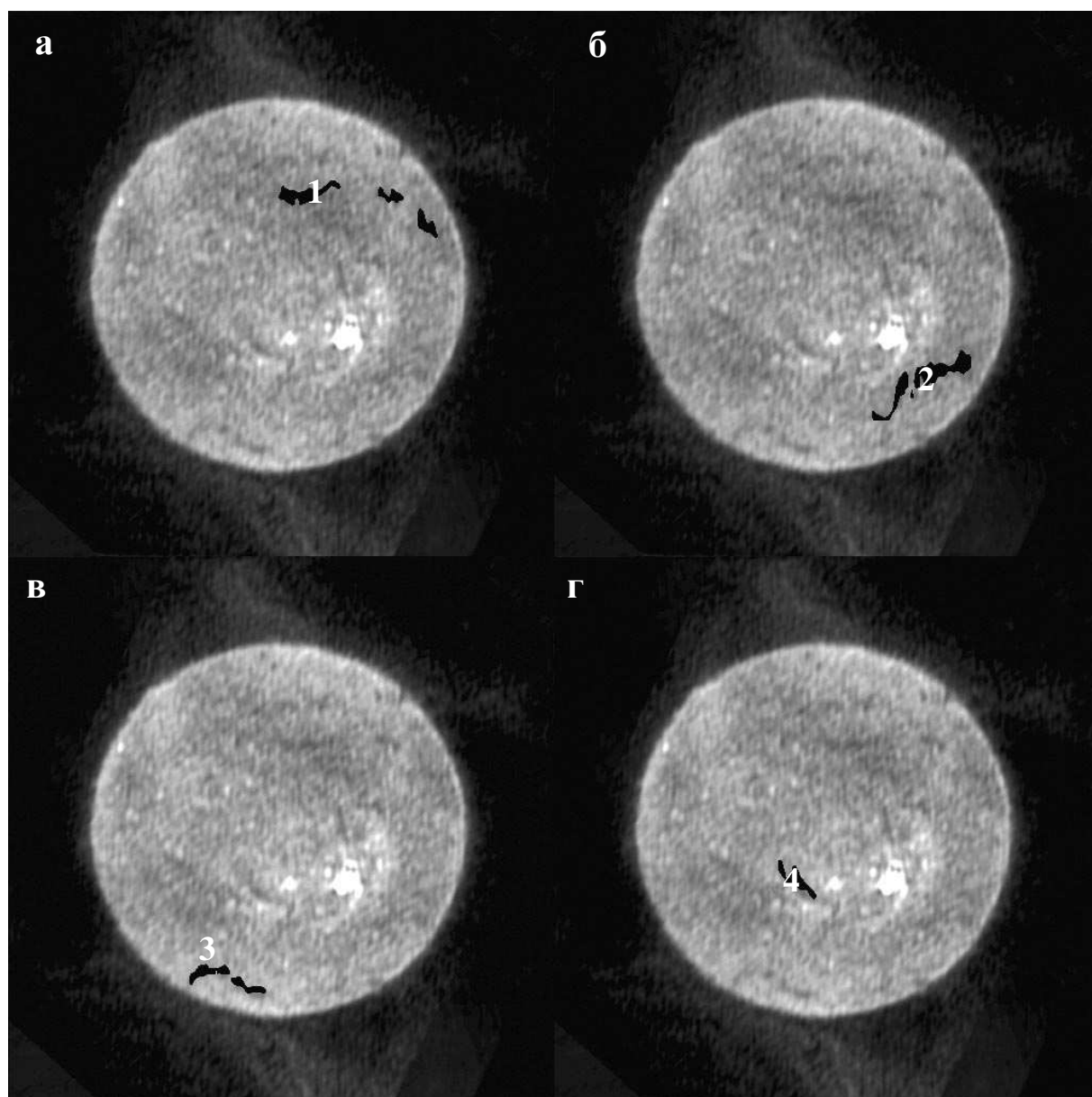


Рис. 3. Радиоволокна по данным ССРТ 24 сентября 2006 г. при использовании описанного алгоритма. Волокна, соответствующие областям 1-4 на карте контуров (рис. 2) отображены на отдельных рисунках.

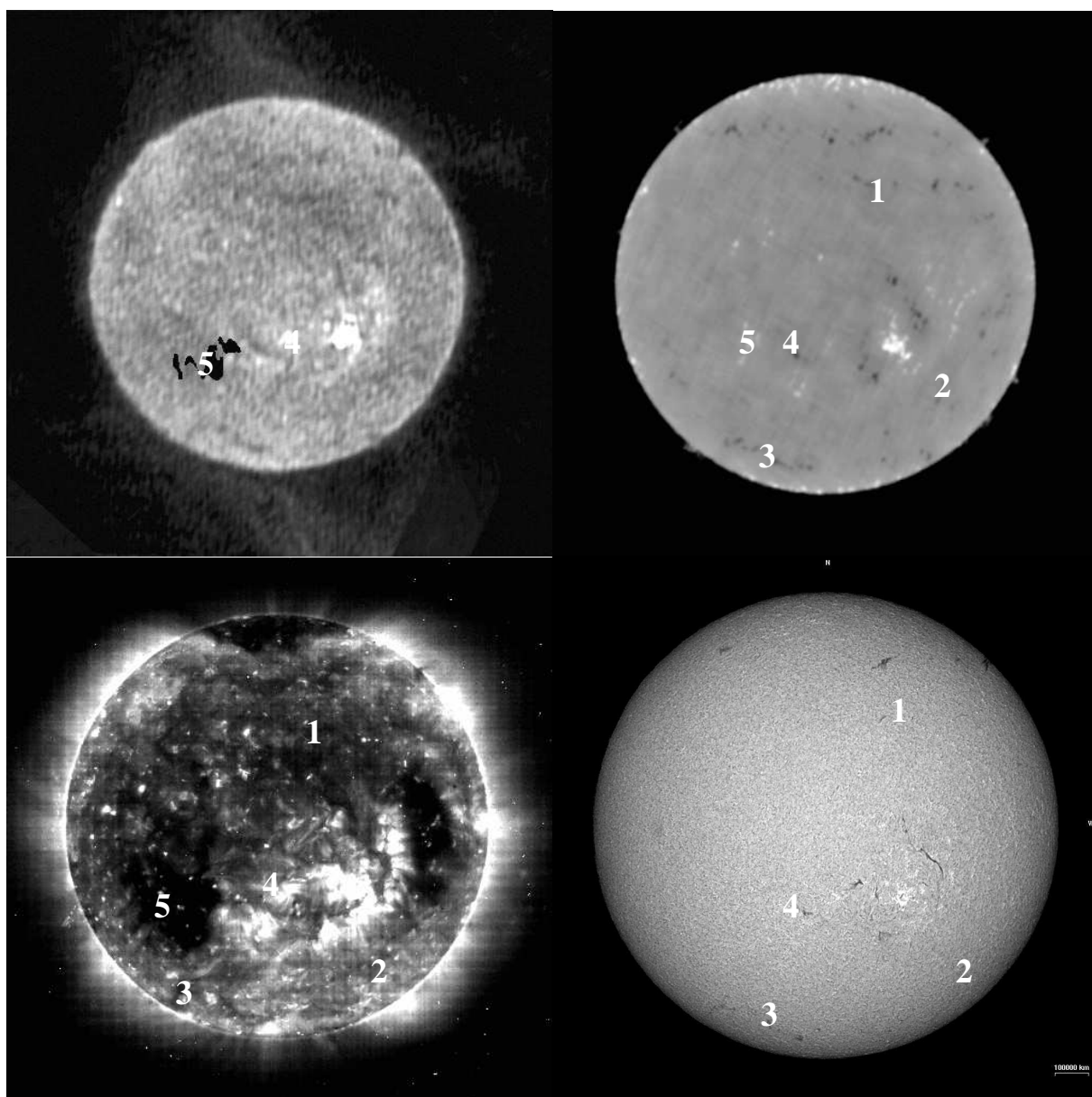


Рис. 4. Выделенная область, соответствующая микроволновому излучению фрагментов корональной дыры (а); изображение Солнца на длине волны 1,76 см (радиогелиограф в Нобеле) (б); карта ультрафиолетового излучения Солнца по данным SOHO\EIT $\lambda = 195\text{\AA}$ (в); изображение Солнца в линии H_{α} по данным обсерватории Kanzelhoehe (Австрия) (г). Цифры 1-5 соответствуют областям на карте контуров, местоположению волокон на рис. 3 и местоположению корональной дыры.

ДВУМЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ СОЛНЦА

Е. С. Кулагин^{1,*}

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

Обсуждаются преимущества двумерной (фильтровой) спектроскопии Солнца над сканированием изображения щелью при получении карт лучевых скоростей, магнитных полей и других физических параметров солнечной атмосферы. Отмечается, что единственным препятствием для широкого применения двумерной солнечной спектроскопии является отсутствие достаточно узкополосных и широкоугольных оптических фильтров.

Описывается Узкополосный перестраиваемый фильтр, разработанный, изготовленный и применяемый для двумерной спектроскопии Солнца в Пулковской обсерватории. Приводятся некоторые результаты его использования. Этот фильтр обеспечивает узкую полосу пропускания в любой области спектра. Основной его недостаток — малое угловое поле зрения.

Двухлучевой интерферометр является перспективной узкополосной и широкоугольной ступенью оптического фильтра. Два оригинальных поляризационных двухлучевых интерферометра используются для сужения полосы пропускания интерференционно-поляризационного фильтра в приборе MDI на космической обсерватории SOHO.

Автором предложено и разрабатывается применение многократной последовательной двухлучевой интерференции света на полупрозрачном металлическом слое для осуществления нескольких узкополосных и широкоугольных ступеней оптического фильтра на основе двухлучевых интерферометров.

* Electronic address: kulagin@gao.spb.ru

1. ВВЕДЕНИЕ

Спектроскопию активных процессов на Солнце в недалеком будущем можно представить себе, в частности, как наблюдение за развитием этих процессов в реальном масштабе времени по многим мониторам, показывающим карты лучевых скоростей, магнитных полей и других физических параметров наблюдаемой активной области на различных уровнях по высоте в солнечной атмосфере. Для того, чтобы такие наблюдения стали реальностью, есть многое: солнечные телескопы, достаточно большие ПЗС-матрицы, быстродействующие компьютеры, программы для всевозможных действий с изображениями. В настоящее время не хватает только одного - достаточно узкополосных и широкоугольных (с большим угловым полем зрения) оптических фильтров.

Двумерная (фильтровая) спектроскопия Солнца имеет значительные преимущества по сравнению с обычной (щелевой) спектроскопией при получении карт. Прежде всего потому, что число используемых фильтрограмм – n значительно меньше числа необходимых разрезов щелью – N исследуемой области солнечной поверхности ABCD (Рис.1).

Например, для получения карты лучевых скоростей на всем диске Солнца с угловым разрешением $1''$ необходимо несколько тысяч разрезов диска высокой щелью спектрографа. Но для этой же цели достаточно всего несколько фильтрограмм солнечного диска, полученных в различных участках контура линии. Конечно, фильтр должен быть достаточно узкополосным и давать возможность получать весь диск с указанным угловым разрешением.

Другим важным преимуществом двумерной спектроскопии является то, что при работе с фильтром нет необходимости в построении монохроматического изображения из многочисленных разрезов и его исправления от полосатости из-за небольших дефектов щели.

Благодаря отмеченным преимуществам двумерная спектроскопия дает высокое пространственное и временное разрешение и используется на ряде наземных телескопов и в космосе, например, [1, 2, 14]. В институте Солнечно-Земной физики СО РАН для этой цели используются изготовленные в этом же институте интерференционно-поляризационные фильтры с предельно узкими полосами пропускания [12]. Но широкое применение перспективной двумерной солнечной спектроскопии сильно задерживается из-за отсутствия доступных, достаточно узкополосных и широкоугольных оптических

фильтров, дающих возможность применять этот метод при работе с любыми, в том числе и с узкими фраунгоферовыми линиями.

2. УЗКОПОЛОСНЫЙ ПЕРЕСТРАИВАЕМЫЙ ФИЛЬТР (УПФ)

В Пулковской обсерватории разработан и много лет используется для двумерной солнечной спектроскопии Узкополосный перестраиваемый фильтр (УПФ) [3, 4], схема которого изображена на Рис.2. В нем предварительным монохроматором является двойной монохроматор с вычитанием дисперсий, а окончательную полосу пропускания формирует сканирующий интерферометр Фабри-Перо. На Рис.2 изображены по ходу лучей:

1. — входное отверстие фильтра, в качестве которого используется ирисовая диафрагма;
2. — стеклянный светофильтр;
3. — первый коллиматор;
4. — интерферометр Фабри-Перо;
5. — дифракционная решетка;
6. — большое плоское зеркало, показаны два его положения – 6 и 6' при работе в различных участках спектра;
7. — первое камерное зеркало;
8. — небольшое плоское зеркало;
9. — промежуточная щель;
10. — второе небольшое плоское зеркало;
11. — второй коллиматор;
12. — второе камерное зеркало;
13. — небольшое плоское зеркало;

14. — плоскость монохроматического изображения входного отверстия.

На Рис.2 внизу приведен вид схемы по стрелке А. Здесь показаны только элементы схемы, которые переналожились на основном виде сверху.

Особенностью двойного монохроматора, изображенного на Рис.2 является то, что схема расположена на двух этажах и в ней используется для двух дифракций одна и та же решетка. Для уменьшения размеров монохроматора применяется скользящее падение лучей на дифракционную решетку. Здесь используется свойство дифракционной решетки, с постоянной, близкой к длине световой волны, давать значительную концентрацию света в единственный первый порядок спектра при больших углах падения или дифракции. Это свойство относится к плоскости поляризации перпендикулярной штрихам решетки. При первой дифракции используется верхняя часть решетки – 5, а при второй – нижняя. Первое камерное зеркало – 7 и второй коллиматор – 11 имеют сферические поверхности, но прямоугольную форму, в соответствии с используемыми частями дифракционной решетки.

Работа фильтра основана на свойстве двойного монохроматора с вычитанием дисперсий давать на выходе – 14 четкое (дифракционное) изображение широкой входной щели (входной диафрагмы) – 1 при любой ширине промежуточной щели – 9. Благодаря этому, такой двойной монохроматор является хорошим предварительным монохроматором для интерферометра Фабри-Перо – 4. В интерферометре используется пневматическое сканирование. Рабочий газ – азот. Максимальное используемое давление – 3 атм. Фильтрограммы записываются на ПЗС-матрице ST-6. По исходным данным автора, сотрудником Пулковской обсерватории В.В.Куприяновым написаны компьютерные программы для получения по нескольким фильтрограммам (обычно пяти) карт лучевых скоростей и продольных магнитных полей.

Для наведения на необходимую линию из схемы выводится интерферометр Фабри-Перо – 4 и сужается промежуточная щель – 9. В этом случае на изображении широко раскрытой входной ирисовой диафрагмы – 1 в плоскости – 14 наблюдается участок солнечного спектра. Поворотом и параллельным перемещением большого плоского зеркала – 6, в центр поля зрения выводится необходимая линия, как в обычном спектрографе при повороте решетки. Затем в схему вводится интерферометр Фабри-Перо. На изображении входного отверстия фильтра остаются видимыми узкие светлые полосы – порядки интерферометра. По их изображению контролируется юстировка интерферометра

и регистрируется, при необходимости, контур полосы его пропускания в используемой спектральной области. Этот контур является также контуром полосы пропускания фильтра в целом.

Затем промежуточная щель раскрывается. При этом порядки интерферометра расширяются и превращаются в резко очерченные широкие светлые полосы. Промежуточная щель раскрывается до касания соседних полос — порядков интерферометра. Сканированием полосы пропускания интерферометра Фабри-Перо ближайший порядок выводится в центр, где находится необходимая длина волны. Центральная светлая полоса — порядок интерферометра является полем зрения фильтра. Затем входная ирисовая диафрагма закрывается до такого диаметра, чтобы на ее изображении был виден, в основном, этот центральный порядок. Точное наведение на линию производится медленным сканированием полосы пропускания интерферометра. При вхождении в линию поглощения, весь центральный порядок интерферометра изменяет свою интенсивность. При необходимости настройки УПФ на слабую линию или на требуемый участок непрерывного спектра, необходимое показание манометра вычисляется интерполяцией после настройки фильтра на соседние линии.

Двумя достоинствами УПФ, по мнению автора, может быть названо следующее. Фильтр может быть построен для любого спектрального диапазона и он обеспечивает требуемую узкую полосу пропускания. В последние годы фильтр работает в ближней инфракрасной области и может перестраиваться в диапазоне 9000–11000 Å. Он обеспечивает полуширину полосы пропускания 0,3 Å в районе линии HeI 10830 Å. Пропускание УПФ в этом участке спектра равно 12% для поляризованного света. Для настройки фильтра на необходимую линию в ближней инфракрасной области спектра используются линии зеленой области спектра, видимые во втором порядке решетки.

Но фильтр имеет и два существенных недостатка. Он имеет большие размеры и малое угловое поле зрения. Большие размеры, прежде всего длина установки, вызваны тем, что, для обеспечения даже небольшого поля зрения фильтра, в схеме необходимо использовать большую дифракционную решетку [3]. При этом длину установки вряд ли можно сделать меньше 1,5 м, даже при использовании светосильной оптики и скользящего падения лучей на решетку. В настоящее время используется решетка с шириной заштрихованной области 150 мм. Частота нарезки — 1200 штр./мм. Габаритные размеры используемого УПФ — 4,5 × 0,6 × 0,3 м. При этом фильтр имеет угловое поле

зрения $1/3^\circ$ при апертуре 30 мм. Апертура фильтра определяется апертурой интерферометра Фабри-Перо. Возможно увеличение углового поля в несколько раз. Но для этого необходимо использовать бóльшую по размерам дифракционную решетку и интерферометр Фабри-Перо с бóльшим числом эффективных лучей [4]. Для сравнения, типичный диаметр углового поля узкополосного интерференционно-поляризационного фильтра около 2° при близкой по размерам апертуре.

Кроме узкой полосы пропускания и широкого поля зрения, фильтр должен иметь по возможности большую апертуру. Любой фильтр удобно характеризовать числом дифракционно разрешимых элементов изображения, укладываемых на диаметре его поля зрения. Это число пропорционально произведению апертуры фильтра на диаметр его углового поля зрения и для используемого УПФ, в районе инфракрасной линии гелия, равно 132. Для поля зрения в 2° , при тех же условиях, это число близко к 800.

Несмотря на малое поле зрения, с УПФ удалось получить, используя метод двумерной спектроскопии, определенные результаты. Этому способствовала, прежде всего, узкая полоса пропускания фильтра в районе инфракрасной линии гелия, где осуществление интерференционно-поляризационного фильтра с такой узкой полосой пропускания затруднительно. На Рис.3, 4 и 5 приводятся примеры фильтрограмм и карт, полученных с УПФ. Ниже приводятся описания рисунков и основные результаты наблюдений лучевых скоростей и магнитных полей в солнечных вспышках. Также приведены результаты наблюдений крупномасштабной структуры лучевых скоростей в верхней хромосфере на всем диске Солнца с низким пространственным разрешением.

На Рис.3 приведены изображения вспышки за 7 сентября 2000 года в АО NOAA 9154. Среднее время наблюдений 5^h13^m UT. Гелиоцентрический угол 36° . Слева вид АО в континууме, в центре — в ядре линии HeI 10830\AA (средний кадр из пяти, использованных для получения карты лучевых скоростей). Справа карта лучевых скоростей в верхней хромосфере. Размер каждого изображения $215 \times 207''$. Север примерно вверху, восток слева. Положительные скорости (от наблюдателя) обозначены белым цветом, отрицательные — черным. Насыщенность цвета пропорциональна величине скорости. Серый цвет соответствует скорости, близкой к нулю. Вспышечной эмиссии соответствуют две соседствующие зоны подъема и опускания хромосферной плазмы. Максимальные скорости подъема и опускания в этих зонах достигают 8 км/с. Это, опубликованное в работе [5], и другие наблюдения лучевых скоростей во вспышках в линии HeI

10830 Å показывают, что во время вспышки в верхней хромосфере одновременно наблюдается подъем и опускание вещества, что проще всего интерпретируется как движение плазмы по арочным структурам магнитного поля активной области.

На Рис.4 приведены фильтрограммы и карты мощной вспышки балла 3B/M7.1, происшедшей вблизи центра солнечного диска 23 сентября 1998 года. Размер каждого изображения $130 \times 130''$. Север примерно вверху, восток слева. Под каждым изображением указано всемирное время. Наверху слева — вид активной области NOAA 8340 в континууме. В центре — карта продольного магнитного поля, полученная за 46 минут перед вспышкой методом двумерной спектроскопии по фотосферной линии SiI 10827 Å. Справа — карта лучевых скоростей, полученная по этой же линии. На картах белым цветом показана положительная магнитная полярность и положительная лучевая скорость. Внизу — фильтрограммы вспышки в ядре линии HeI 10830 Å. Здесь большое пятно расположено в правой части кадра. Наблюдается совпадение, в пределах точности определения положений ($1 - 2''$), общего основания больших абсорбционных арок, видимых на первой фильтрограмме в линии гелия в 6:57 UT в импульсной фазе вспышки, с основным участком ослабленного (возможно инверсного) продольного фотосферного магнитного поля. Этот участок расположен в нижней части пролива полутени (см. вид в континууме) между основным и мелкими ядрами большого пятна, и напоминает по форме перевернутую греческую букву ν на карте магнитного поля. Наблюдения вспышки показали определяющую роль аномалий фотосферного магнитного поля в процессе развития вспышки [7]. Ход развития этой вспышки может быть объяснен предположением об инжекции плазмы в расширяющуюся магнитную аркаду активной области с фотосферного или даже подфотосферного уровня [11].

На Рис.5 слева приведена карта крупномасштабных лучевых скоростей на диске Солнца за 4 июня 2002 года. Эта карта построена с помощью компьютерной программы по пяти фильтрограммам, полученным в пределах контура линии He I 10830 Å. В качестве объектива телескопа использовалась небольшая линза. Белый цвет соответствует положительной скорости (от наблюдателя), черный — отрицательной. Серым цветом изображаются участки, имеющие лучевую скорость, близкую к нулю. Максимальные скорости подъема и опускания вещества при усреднении 3×3 пиксела ($45 \times 35''$) близки по модулю и составляют 5 км/с. Справа приведено изображение короны на диске в линии Fe IX-X 171 Å с космической обсерватории SOHO. На изображениях север

вверху, восток слева. Под изображениями указано всемирное время. Все участки диска, показывающие отрицательную лучевую скорость в линии гелия, приходятся на зоны пониженной интенсивности излучения короны. Сравнение поля лучевых скоростей в верхней хромосфере с картой фотосферных магнитных полей показало, что положительным лучевым скоростям (опусканию вещества) соответствуют участки диска с сильными магнитными полями, независимо от знака поля [8]. Полный поток массы, поднимающийся в крупномасштабных структурах в верхней хромосфере всего Солнца, оценивается в 2×10^{13} г/с. Четыре процента от этого потока массы достаточно для образования высокоскоростного солнечного ветра [9]. Это говорит о циркуляции вещества в короне Солнца.

3. НЕОБХОДИМОСТЬ РАЗРАБОТКИ УЗКОПОЛОСНЫХ И ШИРОКОУГОЛЬНЫХ СТУПЕНЕЙ ОПТИЧЕСКОГО ФИЛЬТРА

Для широкого применения двумерной спектроскопии к любым солнечным линиям необходима разработка доступных узкополосных и широкоугольных оптических фильтров. Обычно узкополосный фильтр можно разделить на предварительный монохроматор и дополнительное устройство, сужающее полосу пропускания предварительного монохроматора до необходимой величины. В настоящее время для двумерной спектроскопии в качестве предварительного монохроматора часто используется интерференционно-поляризационный фильтр [1, 2, 14]. Для работы с узкими фраунгоферовыми линиями необходимо сужение его полосы пропускания в несколько раз (до нескольких десятков $\text{m}\text{\AA}$ в видимой области спектра). Дополнительные интерференционно-поляризационные ступени не могут обеспечить этого из-за отсутствия больших и однородных кристаллов. Применяемый часто для сужения полосы пропускания интерферометр Фабри-Перо [1, 2] имеет малое угловое поле зрения и из-за этого плохо подходит для формирования окончательной узкой полосы пропускания фильтра в широком угловом поле.

Например, для применения двумерной спектроскопии на немецком вакуумном башенном телескопе на Канарских островах в качестве предварительного монохроматора использовался универсальный интерференционно-поляризационный фильтр, а для формирования окончательной полосы пропускания с полушириной около $30 \text{ m}\text{\AA}$ в рай-

оне линии FeI 6302Å применялся интерферометр Фабри-Перо. При этом исследовался участок поверхности Солнца размером всего около 20" [1].

Поэтому актуальной научно-технической задачей для гелиофизики является разработка узкополосных и широкоугольных устройств, которые, вместе с подходящим предварительным монохроматором, обеспечили бы необходимую для двумерной солнечной спектроскопии полосу пропускания в широком угловом поле. Такими устройствами, в частности, могут быть узкополосные и широкоугольные аналоги ступеней интерференционно-поляризационного фильтра не использующие кристаллы [13]. Каждая такая ступень дает, так же как и ступень интерференционно-поляризационного фильтра, переменное пропускание по спектру с необходимым периодом по длинам волн в широком угловом поле и сужает полосу пропускания примерно вдвое.

4. ДВУХЛУЧЕВОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТР — ШИРОКОУГОЛЬНАЯ И УЗКОПОЛОСНАЯ СТУПЕНЬ ФИЛЬТРА

Двухлучевой интерферометр является перспективной широкоугольной и узкополосной ступенью оптического фильтра [13]. В нем не используются кристаллы. Необходимая разность хода в плечах интерферометра создается в стекле и в воздухе. При определенном соотношении разности хода в стекле и в воздухе, результирующая разность хода неизменна в угловом поле до 10°. Поэтому возможно достижение узкой полосы пропускания фильтра в широком угловом поле в результате добавления нескольких таких ступеней — интерферометров к подходящему предварительному монохроматору.

Два оригинальных поляризационных двухлучевых интерферометра используются на космической обсерватории SOHO в инструменте MDI для сужения полосы пропускания интерференционно-поляризационного фильтра на линию NiI 6768Å с полушириной полосы 465 mÅ. Результирующая полуширина полосы пропускания 94 mÅ [14].

5. МНОГОКРАТНАЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНАЯ ДВУХЛУЧЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

Автором этой статьи предложено и разрабатывается применение, в двухлучевых интерферометрах — ступенях фильтра, многократной последовательной двухлучевой

интерференции света (МПДИС) на полупрозрачном металлическом слое [6, 10]. Полупрозрачные слои из некоторых металлов дают практически совпадающие по фазе интерференционные полосы в двух выходах двухлучевого интерферометра. При этом поглощение света полупрозрачным слоем приближается к нулю при расположении точки источника на светлых полосах и к полному поглощению при расположении точки источника на темных полосах. Например, для исследованного полупрозрачного слоя хрома относительный сдвиг полос составил 0,02 полосы. Поглощение слоя изменялось в зависимости от фазы интерференции, от 5% до 97% для поляризации, лежащей в плоскости падения излучения на светоделительный слой [6].

Так как интерференционные полосы совпадают по фазе, то интенсивности соответствующих точек в двух выходящих изображениях равны. Есть возможность снова перенакладывать выходящие из двухлучевого интерферометра лучи с необходимой разностью хода и получать наложение на изображение новой независимой контрастной интерференционной картины. Использование этого вида интерференции света, по мнению автора, открывает следующие возможности для создания узкополосных и широкополосных ступеней оптического фильтра на основе двухлучевых интерферометров:

- 1) для осуществления последующей ступени фильтра не нужно предварительное расщепление луча – выходящие из предыдущей ступени лучи готовы к новому переналожению на полупрозрачном слое с необходимой разностью хода;
- 2) нет необходимости в использовании фазовых пластинок, как в поляризационном двухлучевом интерферометре Майкельсона [13];
- 3) полупрозрачные металлические слои способны работать в широкой спектральной области спектра;
- 4) достаточно однородные полупрозрачные металлические слои могут быть нанесены на поверхности диаметром 100 мм и даже больше. Поэтому апертура таких ступеней ограничивается только апертурой предварительного монохроматора.

На Рис.6 изображена схема изготовленного макета трех ступеней фильтра с использованием МПДИС. Здесь:

- 1 — апертурная диафрагма, освещаемая протяженным источником света через коллиматор;
- 2, 3, 4 и 5 — светоделительные кубики с полупрозрачным слоем хрома;
- 6 – 11 — плоские зеркала с юстировочными винтами;

12, 13 и 14 — плоскопараллельные пластины из стекла, создающие разность хода в стекле в одном из плеч интерферометров.

Устройство (Рис.6) можно назвать двухлучевым интерферометром Маха-Цендера с двумя дополнительными переналожениями лучей. В интерферометре Маха-Цендера, в отличие от двухлучевого интерферометра Майкельсона, доступны оба выходящих из интерферометра луча и удобно делать их последующие переналожения.

Необходимая, для вывода каждой ступени на широкое монохроматическое угловое поле, разность хода в воздухе достигалась за счет небольших отступлений от 45° для углов падения на плоские зеркала, при сохранении прямых углов между лучами на светоделительных кубиках.

Лабораторные испытания макета показали ожидаемое сужение полосы пропускания в спектре по мере увеличения числа используемых интерферометров - ступеней с возрастающей разностью хода, соединенных между собой с использованием МПДИС [10].

Для повышения пропускания необходимо в первом и последнем светоделительных элементах (кубики 2 и 5 на Рис.6) использовать диэлектрические слои или слои из металлов с малым поглощением без интерференции света (например, серебро), независимо от числа используемых ступеней. В этом случае не будет значительных потерь света при первоначальном создании двух когерентных фронтов (на кубике 2, Рис.6). Такие полупрозрачные слои дают сдвиг интерференционных полос на полполосы. Поэтому все излучение в рабочей длине волны может быть направлено в один из выходящих из последней ступени лучей (из кубика 5 на Рис.6). За счет этого значительно возрастает пропускание системы, состоящей из нескольких ступеней с использованием МПДИС.

Одно из основных требований к интерферометрам - ступеням фильтра заключается в их устойчивости к разъюстировкам. Каждый интерферометр в инструменте MDI на SOHO выполнен в виде жесткого блока, что практически исключает его разъюстировку [14]. Сканирование по длинам волн осуществляется здесь вращением фазовой пластинки. Макет, изображенный на Рис.6, не сохранял юстировку длительное время, поскольку в нем юстировочные винты, обеспечивающие наклоны плоских зеркал, поджимались пружинами.

В настоящее время разработан и изготавливается рабочий макет узкополосной и широкоугольной ступени фильтра, основанный на использовании МПДИС при соединении с последующими ступенями, который, как ожидается, будет устойчив к умеренным ме-

ханическим воздействиям.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Созданный в Пулковской обсерватории Узкополосный перестраиваемый фильтр позволил применить метод двумерной спектроскопии для солнечных исследований. УПФ дал определенные результаты, несмотря на малое угловое поле зрения. Но этот перспективный метод покажет все свои преимущества, когда будут разработаны доступные узкополосные и широкоугольные оптические фильтры. Особенно эти преимущества должны проявиться при получении карт физических параметров активных областей Солнца с высоким временным и пространственным разрешением.

В настоящее время узкополосный и широкоугольный оптический фильтр представляется как интерференционно-поляризационный фильтр в роли предварительного монохроматора и несколько узкополосных и широкоугольных ступеней, в виде последовательно расположенных двухлучевых интерферометров, для формирования окончательной полосы пропускания. Так сделано в приборе MDI на SOHO, где используются интерференционно-поляризационный фильтр и два интерферометра.

Автор надеется, что разработанная многократная последовательная двухлучевая интерференция света (МПДИС) на полупрозрачном металлическом слое найдет себе применение при создании нескольких узкополосных и широкоугольных ступеней фильтра на основе двухлучевых интерферометров.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор выражает благодарность сотрудникам института Солнечно-Земной физики (г.Иркутск) В.М.Григорьеву, В.И.Скоморовскому и П.Г.Папушеву за помощь в работе и ценные советы. Сотрудникам Пулковской обсерватории В.В. Куприянову – за разработку компьютерных программ – и Л.М.Парвицкой – за конструкторские разработки. Автор благодарен коллективу создателей космической обсерватории SOHO за приведенное в статье изображение диска Солнца в линии крайнего ультрафиолета.

Работа поддерживается в рамках НИР по космическому проекту "Межпланетная

-
1. C. Bendlin, R. Volkmer, and F. Kneer, A&A. **257**, 817 (1992).
 2. D. Bonaccini, F. Cavallini, G. Ceppatelli , and A. Righini, A&A. **217**, 368 (1989).
 3. Е. С. Кулагин, Кинематика и физика небес. тел. **8**, 24 (1992).
 4. E. S. Kulagin, Solar Phys. **188**, 81 (1999).
 5. *Е. С. Кулагин и С. А. Чупраков*, // "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля". Сборник трудов международной конференции, ред.: Иванов В.Г., Макаров В.И., Милецкий Е.В., Тавастшерна К.С. Санкт-Петербург, 217 (2001).
 6. Е. С. Кулагин // Оптический журнал. **70**, 72 (2003).
 7. *E. S. Kulagin, P. G. Papushev , and S. A. Chuprakov*, // Proceeding of the IAU Symposium 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity". Saint Petersburg, Russia, 639 (2004).
 8. *E. S. Kulagin, and V. V. Kouprianov*, // Proceeding of the IAU Symposium 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity". Saint Petersburg, Russia, 637 (2004).
 9. E. S. Kulagin, and V. V. Kouprianov, // Solar Phys. **219**, 79 (2004).
 10. *Е. С. Кулагин*, // Солнечно-Земная физика. Вып. 6 (119), Изд. СО РАН, 151 (2004).
 11. *Е. С. Кулагин*, // "Солнечная активность как фактор космической погоды". Труды IX Пулковской международной конференции по физике Солнца. Санкт-Петербург, 527 (2005).
 12. *В. И. Скоморовский, С. Б. Иоффе*, // Исследования по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца. Вып. 52, Изд. "Наука 128 (1980).
 13. A. M. Title and H. E. Ramsey, Appl. Opt. **19**, 2046 (1980).
 14. P. H. Scherrer, R. S. Bogart, R. I. Bush , J. T. Hoeksema , A. G. Kosovichev, J. Schou, W. Rosenberg, L. Springer, T. D. Tarbell, A. Title, C. J. Wolfson, I. Zayer and the MDI engineering team. Solar Phys. **162**, 143 (1995).

TWO-DIMENSIONAL SPECTROSCOPY OF THE SUN

E.S.Kulagin

The advantages of the two-dimensional (filter) spectroscopy of the Sun in comparing with scanning of image by a slit for mapping Doppler velocities, magnetic fields and other physical parameters of the solar atmosphere are discussed. It is noted that the single barrier for wide using of two-dimensional solar spectroscopy is absence of sufficiently narrow-band and wide-angle filters.

The Narrow-band tunable filter has been described that was worked out, was made and is in use in Pulkovo observatory for the two-dimensional spectroscopy of the Sun. Some results of its use are given. The filter provides the narrow passband in any spectral region. The main disadvantage of the filter is a little angular field of view.

A two-beam interferometer is prospective narrow-band and wide-angle stage for the optical filter. Two original polarization two-beam interferometers are used for narrowing the passband of the birefringent filter in instrument MDI on SOHO.

The author has proposed and is working out an application multiple successive two-beam interference of light on a semitransparent metallic layer for creating several narrow-band and wide-angle stages of optical filter based on two-beam interferometers.

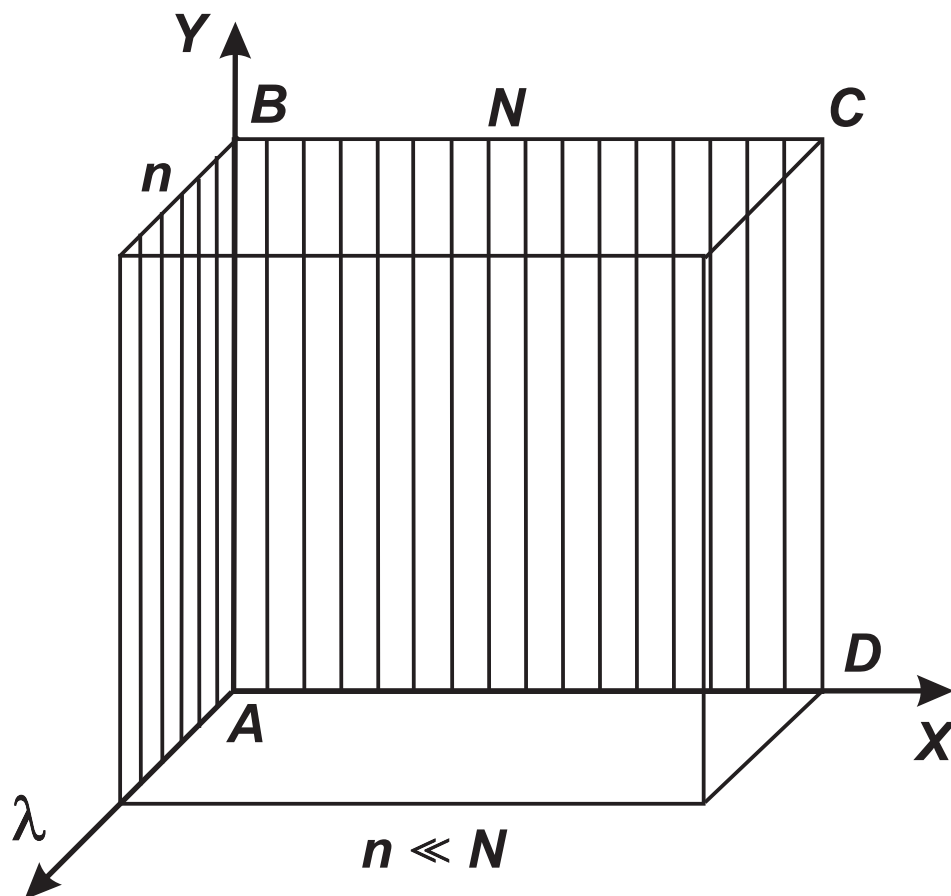


Рис. 1. Сравнение эффективности двумерной (фильтровой) спектроскопии и обычной (целевой) при получении карт. Пояснения в тексте.

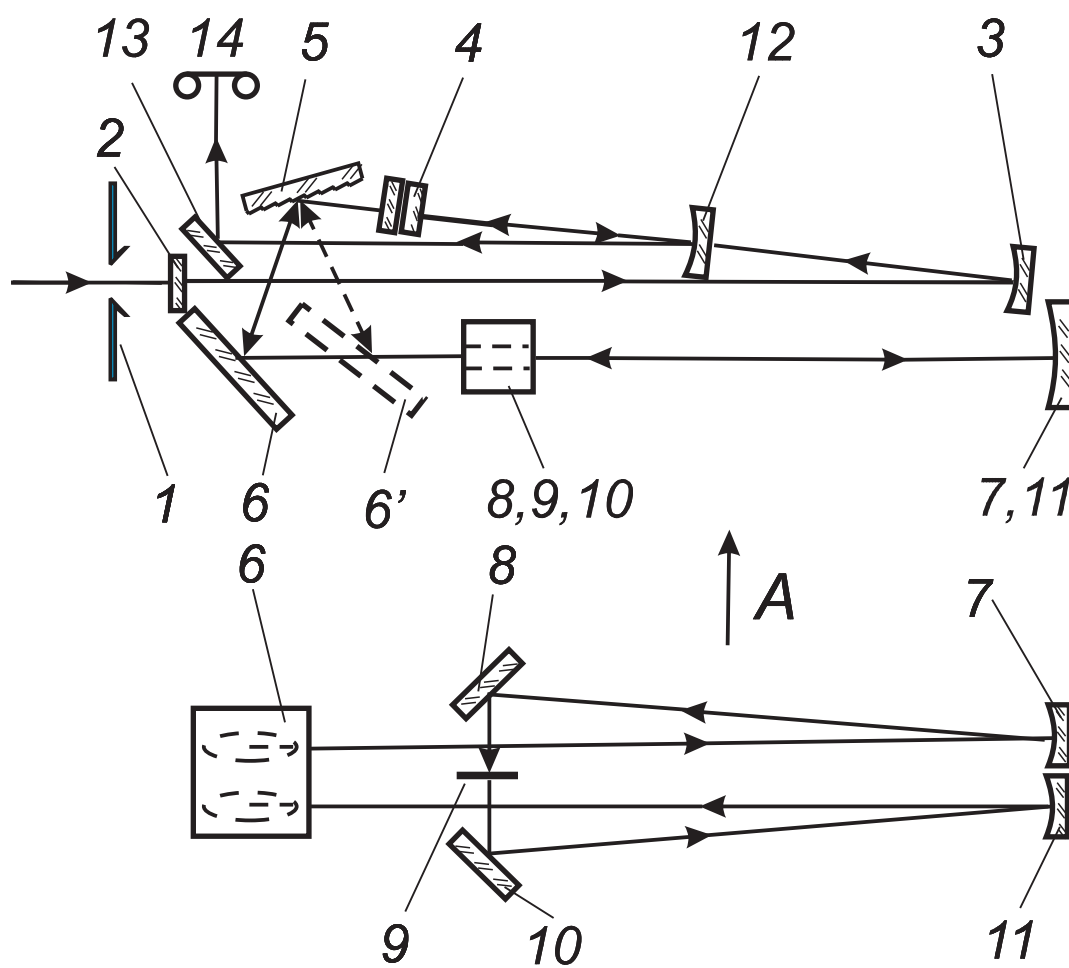


Рис. 2. Схема Узкополосного перестраиваемого фильтра (УПФ). Пояснения в тексте.

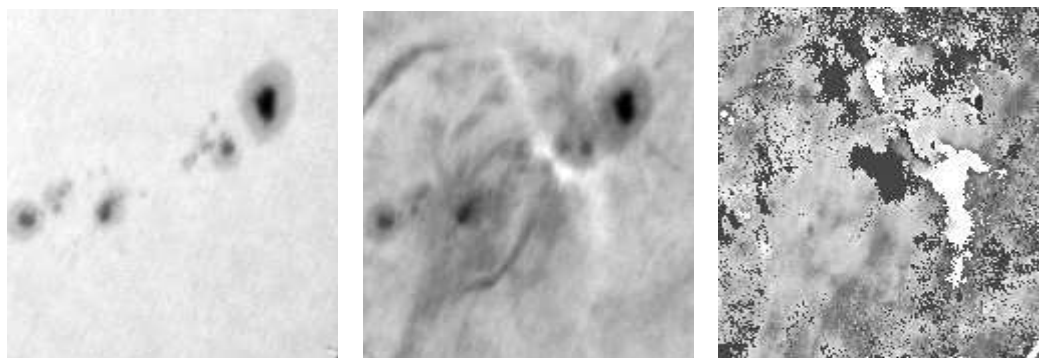


Рис. 3. Вспышка 7 сентября 2000 года в АО NOAA 9154. Пояснения в тексте.

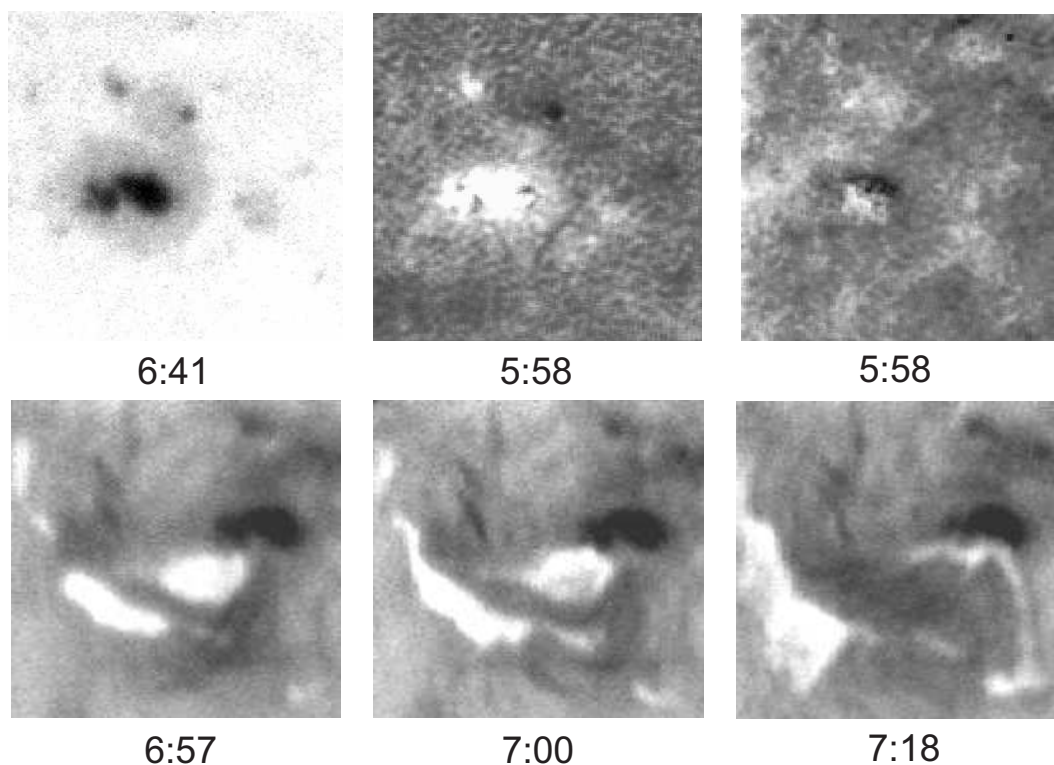


Рис. 4. Совпадение положения основания аркады в импульсной фазе мощной вспышки балла 3В/М7.1 за 23 сентября 1998 года с участком фотосферы, где наблюдался большой градиент магнитного поля. Пояснения в тексте.

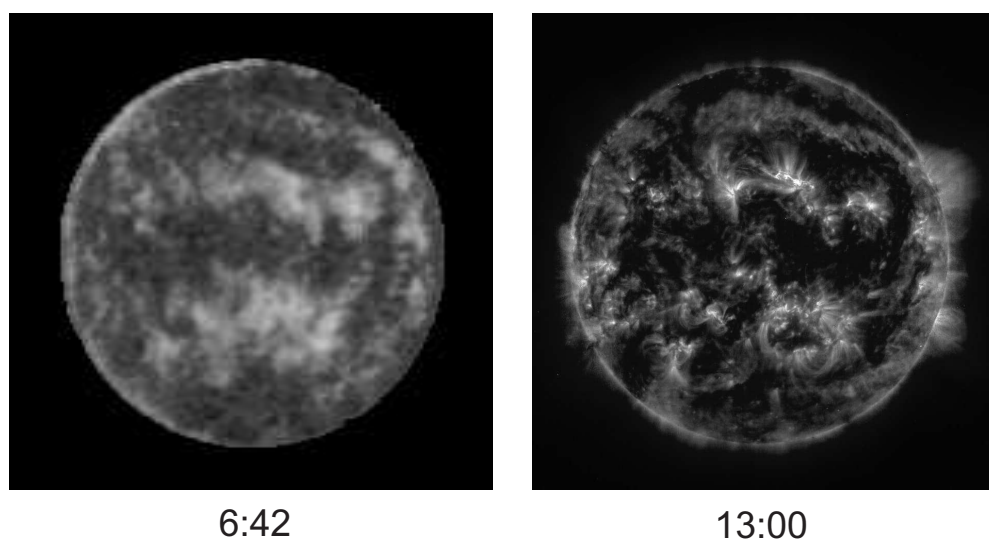


Рис. 5. Сравнение распределения крупномасштабных лучевых скоростей на диске Солнца за 4 июня 2002 года, полученного методом двумерной спектроскопии по линии $\text{HeI } 10830\text{\AA}$, с распределением яркости короны в линии $\text{Fe IX-X } 171\text{\AA}$.

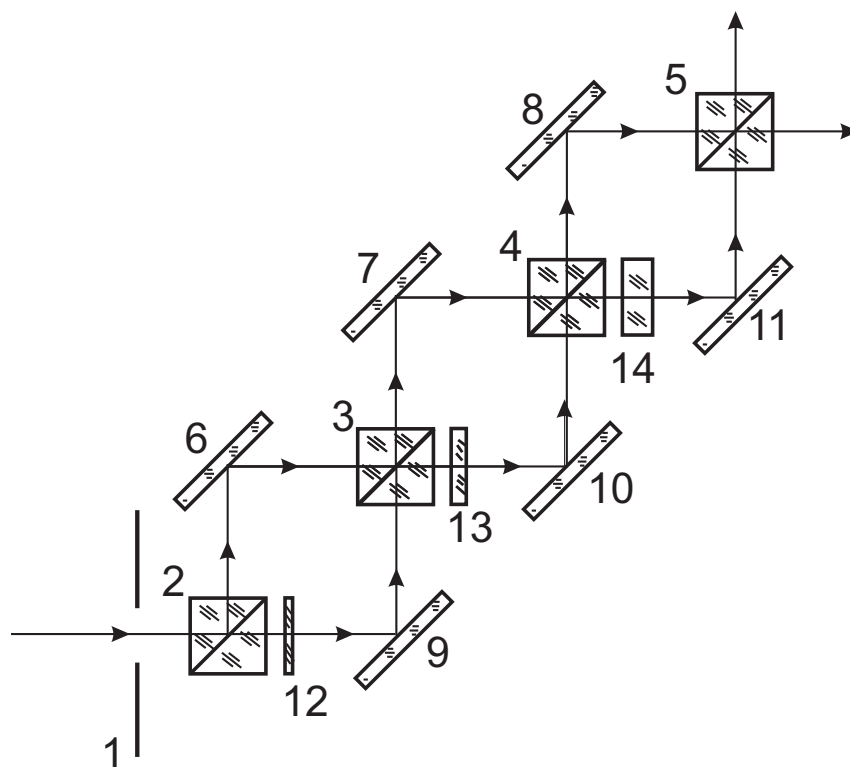


Рис. 6. Схема макета трех ступеней фильтра на основе МПДИС. Пояснения в тексте.

СОЗДАНИЕ МНГОВОЛНОВОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА НА БАЗЕ ССРТ

С. В. Лесовой,^{1,*} В. Г. Занданов,^{1,**}

А. Т. Алтынцев,^{1,***} А. В. Губин,^{1,****} Е. Ф. Иванов^{1,*****}

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН*

1. АБСТРАКТ

Основные задачи солнечной радиоастрономии, для решения которых необходимо создание многоволновых радиогелиографов: измерение магнитных полей в солнечной короне, исследование выбросов корональной массы, физика солнечных вспышек. Требования к современным солнечным радиотелескопам весьма жесткие: пространственное разрешение порядка $1''$, временное не хуже 1 с, диапазон частот от долей до десятков ГГц. Сооружение такого радиогелиографа требует весьма больших затрат (порядка 100,000,000 USD). В ИСЗФ СО РАН начаты работы по созданию на базе антенной системы Сибирского солнечного радиотелескопа (ССРТ) многоволнового радиогелиографа, с максимально возможным использованием существующего или широко применяемого оборудования. Ожидаемые параметры будущего многоволнового радиогелиографа: пространственное разрешение $12'' - 24''$, временное разрешение 0.1 с, диапазон частот 4 – 8 ГГц. В настоящее время ведутся работы по созданию 12-элементного макета многоволнового ССРТ. Завершены разработка и изготовление широкополосных антенн. Заканчивается разработка самого высокотехнологичного узла будущего инструмента – аналоговых широкополосных оптических линий связи. Первые образцы таких линий успешно прошли испытание. Эти линии предназначены для передачи исходного сигнала в широкой полосе от антенн в рабочее здание. В стадии изготовления находятся мало-

* Electronic address: lesovoi@iszf.irk.ru

** Electronic address: zandanov@iszf.irk.ru

*** Electronic address: altyntsev@iszf.irk.ru

**** Electronic address: gubin@iszf.irk.ru

***** Electronic address: ivanoff@iszf.irk.ru



Рис. 1. Сибирский солнечный радиотелескоп.

Таблица 1. Антенная система ССРТ.

Число антенн в одной линейке	128
Диаметр одной антенны	2.5 м
Расстояние между ближайшими антеннами	4.9 м
Максимальное расстояние между антеннами	622.3 м
Длина волны	5.2 см
Угловое разрешение	до 21''
Время получения изображения	0.5-3.0 мин.
Чувствительность	800 К
Поляризация	LCP, RCP

шумящие широкополосные усилители и коммутаторы, предназначенные для установки на антеннах и на выходах оптических линий связи. Определена антенная конфигурация 12-элементного макета – предложено использовать крайние антенные элементы ССРТ, чтобы минимизировать нарушения программы ежедневных наблюдений. Выбран тип коррелятора и определена его элементная база.

2. ССРТ И ТРЕБОВАНИЯ К СОВРЕМЕННОМУ РАДИОГЕЛИОГРАФУ

ССРТ это крестообразный радиоинтерферометр, предназначенный для исследования солнечной короны (рис. 1). Две линейки антенн ССРТ сориентированы в направлениях Восток-Запад и Север-Юг. Параметры ССРТ приведены в таблице 1. Метод получения двумерного изображения, используемый на ССРТ, основан на использовании частотного сканирования и вращения Земли [1, 2]. Исследуемыми объектами являются, наряду со спокойным Солнцем, вспышки и выбросы корональной массы. Так как яркостная температура диска спокойного Солнца на длине волны ССРТ составляет всего лишь 16000 K , то для наблюдений доступен момент старта выброса корональной массы и прохождение его по диску [3]. Особое место в исследованиях проводимых на ССРТ занимает изучение быстропротекающих процессов [4, 5]. Быстрые изменения интенсивности радиоизлучения регистрируются двумя линейными интерферометрами ССРТ раздельно. Такой способ не дает двумерного изображения, но позволяет определять позиции источников быстрых событий.

Технические характеристики радиогелиографов определяются астрофизическими задачами, стоящими перед солнечно-земной физикой. Однако, в последнее десятилетие влияние на требования к радиогелиографам оказывали впечатляющие результаты, полученные в ходе исследований Солнца с помощью инструментов, установленных на спутниках. Как правило, на спутниках устанавливают приборы оптического или еще более коротковолнового диапазона. Очевидно, что получить высокое пространственное разрешение в таких диапазонах существенно легче чем в радиодиапазоне. С другой стороны, современная элементная база радиоэлектроники позволяет регистрировать и передавать на Землю довольно большие потоки информации. Соответственно, временное разрешение – темп получения изображений, спутниковых солнечных инструментов высок. Так как интерес многих групп исследователей сосредоточен на обработке спутниковых данных, то радиогелиографам, для того чтобы их данные были пригодны к совместной обработке с данными спутников, необходимо иметь соответствующие параметры. В основном это касается временного разрешения, так как по угловому разрешению приблизится к параметрам оптических, ИК, УФ или рентгеновских инструментов очень трудно. Считается, что ориентирами для радиогелиографа должны быть угловое разрешение $1''$ и временное разрешение 1 с.

Специфичным требованием к параметрам радиогелиографов является многоволновость. Это требование обосновано астрофизическими задачами. Традиционно спектры радиоизлучения связываются с механизмами излучения, дающими информацию об условиях первичного выделения энергии во время вспышек. Широкополосный радиогелиограф можно, и даже более предпочтительно, рассматривать как спектрограф, обладающий пространственным разрешением. В этом случае, можно локализовать места первичного энерговыделения, исследуя поведение спектров в различных окрестностях вспышки. Если радиоизлучение вызывается пучками электронов, то наличие спектров в каждой точке, наряду с высоким временным разрешением позволит определить траектории пучков и, соответственно, место ускорения электронов.

Однако, наиболее привлекательной задачей для широкополосного радиогелиографа, видимо, нужно считать задачу измерения корональных магнитных полей. Если мы признаем, что основным источником энергии солнечной активности являются магнитные поля, то далее, следуя авторам [7, 8] и признавая, что солнечные магнитные поля трехмерны, необходимо создавать инструменты дающие информацию о распределении магнитных полей с высотой над фотосферой. В настоящее время наиболее подходящим способом получения информации о распределении магнитных полей к солнечной короне считается исследование спектров радиоизлучения в различных точках короны [6], [7, 8]. Требования к широкополосности определяются свойствами спектров соответствующих различным механизмам радиоизлучения. Для уверенной регистрации спектров как излучения спокойного Солнца, так и вспышечного излучения необходимо покрывать полосу частот примерно в 10 раз – от 2 до 20 ГГц.

3. ВОЗМОЖНОСТИ РЕКОНСТРУКЦИИ ССРТ И ТЕХНИЧЕСКИЕ РЕШЕНИЯ

Узкополосность ССРТ обусловлена волноводным антенно-фидерным трактом. Низкий темп получения изображений обусловлен самим методом получения изображений – за счет вращения Земли. Недостаточное угловое разрешение обусловлено максимальным расстоянием между местами установки антенн ССРТ. Изменить все эти условия в настоящее время не представляется возможным – фактически это было бы строительство нового радиотелескопа. С другой стороны, представляется возможным изменить две взаимосвязанные вещи – антенно-фидерный тракт и метод получения изображения.

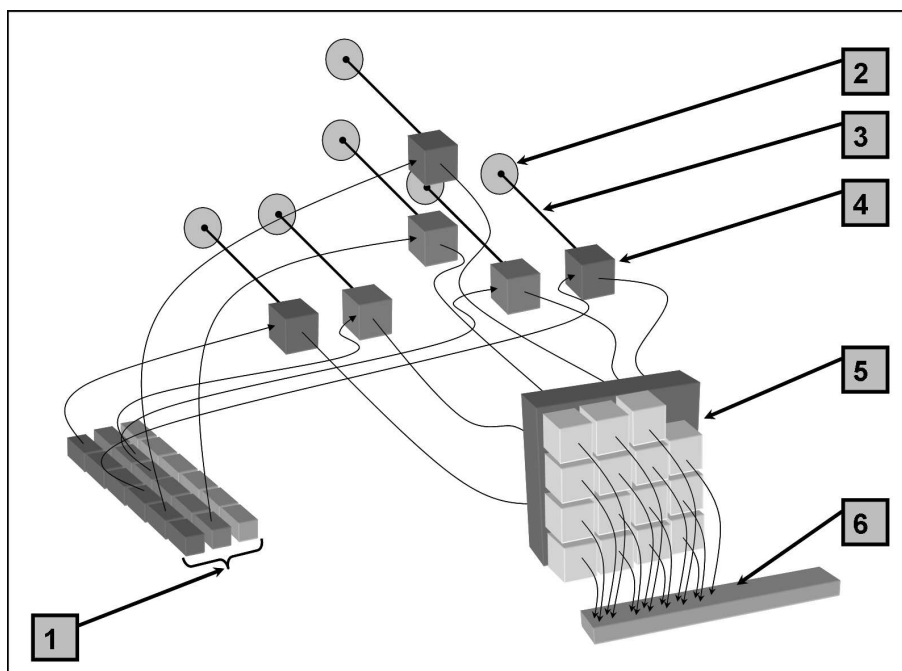


Рис. 2. Схематическое изображение 6-элементного многоволнового радиогелиографа. 1 – набор перестраиваемых гетеродинов, 2 – антенна, 3 – оптическая линия связи, 4 – смеситель, квантователь и линия задержки, 5 – коррелятор, 6 – шина ввода-вывода данных.

Если оснастить антенны широкополосными облучателями, соединить каждую антенну с приемной аппаратурой в рабочем здании широкополосной линией связи и заменить существующий приемник многоканальным коррелятором (использовать Фурье синтез изображений), то можно получить параметры радиогелиографа позволяющие приступить к решению вышеперечисленных задач. Важным конструктивным моментом при этом было бы использование избыточности эквидистантной антенной решетки ССРТ. Избыточность позволяет формировать вложенные антенные решетки, соответственно одновременно получать изображения на различных частотах. Схематично формирование вложенных решеток показано на рис. 2. Моделирование показывает, что для получения приемлемого изображения вспыхивающей области можно формировать до трех решеток.

В результате начатой модернизации ССРТ планируется создать Т-образный 192-элементный радиогелиограф с полосой частот 4-8 ГГц, угловым разрешением до 12" и временным разрешением до 0.1 с. Ожидается, что такой полосы будет достаточно для идентификации 2-ой и 3-ой гармоник гирорезонансного излучения, что позволит

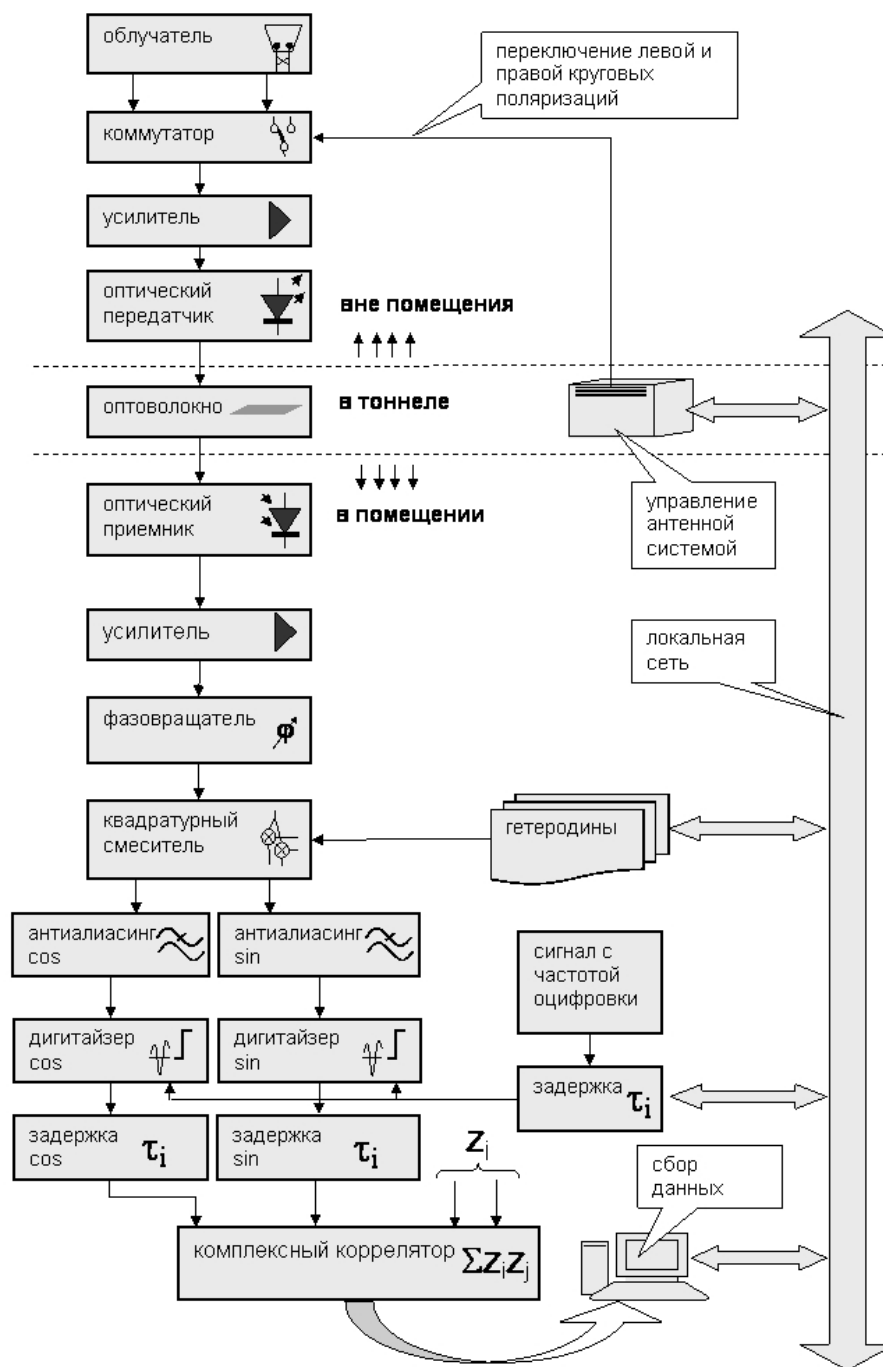


Рис. 3. Функциональная схема многоволнового ССРТ.

приступить к измерению магнитных полей в короне над активными областями.

Функциональная схема модернизированного ССРТ показана на рис. 3. Отличительной чертой схемы является использование нескольких гетеродинов для одновременного получения изображений на различных частотах, используя избыточность антенной си-

стемы ССРТ. В настоящее время идет создание 12-элементного макета широкополосного ССРТ. В процессе создания этого макета планируется получить ответы на следующие вопросы. Первое, ожидается объективная оценка стоимости 192-элементного радиогелиографа. Планируется исследовать возможности широкополосных антенн и широкополосных линий связи. Необходимо оценить реальное влияние этих элементов на возможность коррекции амплитудно-фазового распределения и на измерение поляризации в широкой полосе частот. Ожидается конкретизация архитектуры многоканального коррелятора, разрабатываемого силами сотрудников ИСЗФ.

В процессе разработки широкополосных облучателей оказалось, что более рационально будет полностью заменить антенны, а не только облучатели. Это вызвано особенностями согласования облучателя с зеркалом и предельно достижимым коэффициентом использования поверхности и тем, что существующие зеркала требуют дорогостоящих работ по замене защитного покрытия. В результате изготовлено 12 антенн диаметром 1.8 м с полосой частот 4-8 ГГц. В качестве облучателя используется открытый конец волновода, разделение левой и правой круговых поляризаций осуществляется с помощью квадратурного моста. Облучатель имеет два коаксиальных выхода, соответственно требует применения СВЧ коммутатора.

Наиболее высокотехнологичным устройством предполагаемым к использованию в модернизированном ССРТ являются широкополосные линии связи. В настоящее время применение оптических линий связи в радиоинтерферометрах является, практически, безальтернативным. Это вызвано прежде всего существенно более высокой фазовой стабильностью и более низкими потерями оптических линий относительно коаксиальных кабелей. В качестве альтернативы рассматривают только аспекты применения оптических линий. Первое: использовать цифровые или аналоговые оптические линии, второе: передавать сигнал на промежуточной или на исходной частоте. Наиболее предпочтительным для радиоинтерферометра было бы привести все сигналы в рабочее здание в наиболее натуральном виде. Для этого нужно использовать аналоговые широкополосные линии связи, которые в настоящее время производятся всего лишь несколькими производителями в мире и в очень малых количествах. Для модернизированного ССРТ разработаны и изготовлены экспериментальные аналоговые широкополосные линии связи со следующими параметрами: неравномерность в полосе частот 3 дБ, потери на преобразование радиосигнала в оптический 25 дБ.

В качестве СВЧ элементов приемной системы (коммутаторов, усилителей и смесителей) многоволнового ССРТ будут использоваться устройства стандартного диапазона 4-8 ГГц. Это обусловлено финансовыми соображениями. Для устройств этого диапазона не нужно проводить опытно-конструкторские работы.

Для многоволнового инструмента предполагается использование спектрального коррелятора. Однако, в случае ССРТ будут использоваться два режима наблюдений: последовательный обзор всей полосы и одновременная работа на нескольких частотах с использованием вложенных решеток. Для обоих режимов достаточно обычного однобитового коррелятора континуума. В режиме обзора все функции видности, получаемые коррелятором будут относиться к одной длине волны, в режиме вложенных решеток будут формироваться соответствующие вложенные массивы функций видности относящиеся к различным длинам волн. Испытания двухэлементного коррелятора показали, что выбранная элементная база (ПЛИС семейства StratixII фирмы Altera) удовлетворяет задаче. Детали архитектуры коррелятора, касающиеся организации шины данных коррелятора и распределения вычислений по определенному числу кристаллов, будут уточнены в процессе создания 12-элементного макета.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Ожидаемые параметры широкополосного ССРТ приведены в таблице 2. Предполагаемые задачи в решении которых будут полезными данные многоволнового ССРТ это измерение магнитных полей в солнечной короне над активными областями, исследование трехмерной структуры волокон, исследование выбросов корональной массы, локализация мест ускорения электронов во время солнечных вспышек.

Таблица 2. Ожидаемые параметры многоволнового ССРТ.

Конфигурация антенной решетки	Т-образная эквидистантная
Число антенн	192
Диаметр одной антенны	1.8 м
Расстояние между ближайшими антеннами	4.9 м
Максимальное расстояние между антеннами	622.3 м
Диапазон частот	4-8 ГГц
Угловое разрешение	до $24'' - 12''$
Время получения изображения	до 0.1 с.
Чувствительность	500 К
Поляризация	LCP, RCP
Число вложенных решеток	до 3

БЛАГОДАРНОСТИ

Работа ведется при поддержке Программы РАН ы16 и Госконтракта Роснауки ь 02.452.11.7034.

-
1. Smolkov G.Ia., Pistol Kors A.A., Treskov T.A., Krissinel B.B., Putilov V.A. 1986, *Astrophysics and Space Science* 119(1), 1
 2. Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Smolkov G.Ya., Krissinel B.B., Zandanov V.G., Altyntsev A.T., Kardapolova N.N., Sergeev R.Y., Uralov A.M., Maksimov V.P., Lubyshchev B.I. 2003, *Solar Phys.* 261/1-2, 239
 3. Uralov A.M., Lesovoi S.V., Zandanov V.G., Grechnev V.V. 2002, *Solar Phys.*, 208, 69
 4. Altyntsev A.T., Grechnev V.V., Konovalov S.K., Lesovoi S.V., Lisysian E.G., Treskov T.A., Rosenrauch Yu.M., Magun A. 1996, *ApJ* 469, 976
 5. Lesovoi S.V., Kardapolova N.N. 2003, *Solar Phys.* 261/1-2, 225
 6. Ryabov B. I., Maksimov V.P., Lesovoi S.V., Shibasaki K., Nindos A., Pevtsov A.A. 2004, *Solar Phys.*, submitted

7. Gary D.E. "Radio spectral diagnostics" 2004, Chapter 4 in Kluwer ASSL book "Solar and Space Weather Radiophysics"Current Status and Future Developments Series, vol. 314., Ed.-s Dale E. Gary and Christoph U. Keller
8. White S.M. Coronal magnetic field measurements through gyroresonance emission 2004, Chapter 5 in Kluwer ASSL book "Solar and Space Weather Radiophysics"Current Status and Future Developments Series, vol. 314., Ed.-s Dale E. Gary and Christoph U. Keller

UPGRADE OF THE SIBERIAN SOLAR RADIO TELESCOPE TO THE MULTIVAVE RADIOHELIOGRAPH

S.V. Lesovoi, V.G. Zandanov, A.T. Altyntsev, A.V. Gubin, E.F. Ivanov

Siberian Solar Radio Telescope, the SSRT, is a direct imaging radio heliograph. The operating frequency of the SSRT is 5.7 GHz. The SSRT is a cross-shaped interferometer consisting of two 128-element linear arrays. The angular resolution of the SSRT is up to $21''$. Because the direct imaging is performed by the use of both the frequency-scanning method and the Earth-rotation imaging, the temporal resolution of the SSRT depends on the observation time and is in range 0.5..3 minutes.

Measurement of coronal magnetic fields is one of the most attractive aspects of the today's solar physics. This requires both temporal and spectral resolutions of a radio heliograph. Therefore we plan to change the frequency-scanning and Earth-rotation imaging to the Fourier-synthesis imaging and to expand the frequency range up to 4.8 GHz. We plan to reach the temporal resolution unless 0.1 second for a single snapshot and the angular resolution up to $12''$ at 8 GHz.

In order to improve the SSRT capability to study the dynamic events with spectral resolution we plan to use redundancy of the SSRT antenna array. So, we plan to form up to three nested antenna arrays operating at different frequencies simultaneously.

We plan to develop the 12-element antenna array with frequency agile receiver as the first stage of this project. Despite on the pure uv-plane it would be possible to obtain spatially resolved spectra with such array by the use of Earth-rotation synthesis in the range 4..8 GHz.

Информационные возможности Пулковской базы данных по солнечной активности

Е.В. Милецкий,¹ В.Г. Иванов,¹ Ю.А. Наговицын,¹ Д.М. Волобуев,¹ М.А. Кузнецова¹

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

Описаны информационные возможности Пулковской базы данных по солнечной активности (<http://www.gao.spb.ru/database/csa/>). База данных состоит из нескольких разделов, включающих в себя информацию о группах солнечных пятен, фотосферных факелах, кальциевых флоккулах, водородных протуберанцах, солнечной короне и некоторых других образованиях. База данных также включает в себя средние характеристики отдельных групп пятен и среднемесячные и среднегодовые значения характеристик групп пятен и факелов, которые вычислены на основе наблюдательных данных. Рассмотрены различные варианты использования интерактивного поискового механизма, позволяющего извлекать из базы информацию, удовлетворяющую заданным критериям. Упомянуты перспективы дальнейшего развития информационного пространства Пулковской базы данных.

Наблюдательные данные о солнечной активности служат фундаментом для научного исследования процессов, происходящих на Солнце и в межпланетном пространстве. Особую ценность представляют данные многолетних наблюдений. В связи с этим важным является решение проблем организации сбора, систематизации, хранения и общедоступного размещения таких данных.

С 1932 года в Главной (Пулковской) астрономической обсерватории (ГАО) издавались печатные "Каталоги солнечной деятельности", где были представлены данные о пятнах, факелах, флоккулах, протуберанцах и других солнечных образованиях, полученные из наблюдений, выполненных в астрономических обсерваториях бывшего СССР.

В 2005 г. было принято решение о реализации проекта по созданию электронной базы данных, в которой будет представлена информация, содержащаяся как в опубликованных "Каталогах" (1932–1979 гг.), так и в неопубликованных материалах наблюдений

(1980–1991 гг.). У авторов к тому времени уже имелся значительный опыт успешной реализации аналогичных проектов, в частности, по созданию Пулковской и объединенной баз данных магнитных полей солнечных пятен (Милецкий и др., 2003а, 2003б), а также базы временных рядов индексов солнечной активности (Наговицын и др., 2004). Предложенный проект был поддержан грантом Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ №05-07-90107). В соответствии с условиями проекта пополнение базы происходит на протяжении всего трехлетнего срока его выполнения. В окончательном варианте данные о солнечной активности будут представлены на временном интервале, составляющем более пяти 11-летних циклов.

Рабочий вариант Web-версии базы данных на русском и английском языках уже сейчас размещен на Web-сервере Пулковской обсерватории (<http://www.gao.spb.ru/database/csa/>) .

Для удобства пользователей все данные базы распределены по разделам (рис. 1).

Первая часть базы — "Данные каталогов" — содержит данные, переведенные в электронную форму с исходного бумажного носителя.

Раздел "Данные по образованиям" разбит на подразделы, характеризующие один из типов солнечных образований: пятна, флоккулы, протуберанцы и т.п. Каждый из таких подразделов содержит файлы данных соответствующие годам наблюдений, а цифры в имени файла указывают на номер соответствующего года. Описание характера и структуры расположения содержащейся в этих файлах информации, приведены внутри каждого подраздела.

Подраздел "Группы солнечных пятен" представляет собой каталог всех групп солнечных пятен, наблюдавшихся в указанном году. Приведенный в каталоге "расширенный" номер группы состоит из четырех цифр года и трехзначного номера группы. Нумерация групп ведется с начала года, в соответствии со временем ее прохождения через центральный меридиан. Группа, исчезнувшая и появившаяся на диске вновь после перерыва в 4 и более дней, получает другой номер. Группы, вышедшие из-за края или возникшие на диске в последние дни года, получают очередные номера групп этого года, хотя они могут проходить через центральный меридиан уже в январе нового года. Гелиографические координаты содержат широту и кэррингтоновскую долготу, которые даны для центров групп, если группы компактные, и для двух точек, если группы разбросанные. Для каждого дня наблюдения группы приведены: площадь всей груп-

пы, площадь наибольшего в ней пятна (обе площади выражены в миллионных долях полусферы Солнца) и число пятен в группе.

Подраздел "Кальциевые флоккулы" содержит данные о кальциевых флоккулах. Нумерация флоккул ведется по тому же принципу, что и нумерация групп пятен в предыдущем разделе. Площади флоккул выражены в десятитысячных долях полусферы Солнца; яркость — по 3-балльной шкале.

Подраздел "Н-альфа волокна" содержит данные о водородных волокнах. Для каждого волокна даны месяц и день начала и конца наблюдения. Координаты даны для центра волокна, а в тех случаях, когда волокно изогнутое — для большего числа точек (в последнем случае одному волокну соответствует несколько записей с одним номером). Интенсивности даются по 5-балльной шкале.

Подраздел "Протуберанцы" содержит данные в двух форматах. В каталогах первого формата (до 1956 года) даны площади (в протуберанц-единицах) водородных протуберанцев, просуммированные по 30-градусным зонам по всему лимбу. После цифр, означающих площадь, могут быть поставлены буквы, означающая интенсивность по 5-балльной шкале, а за ними — цифры, описывающие форму. Каталоги второго формата (с 1957 года) содержат сведения об отдельных протуберанцах за каждый день наблюдения: их координаты, протяженности, высоты в секундах дуги и яркости по 3-балльной шкале. Во внимание во всех каталогах принимались только протуберанцы с высотами не менее 30".

Подраздел "Солнечная корона" содержит сведения о позиционных углах, базисах и яркостях свечения солнечной короны в линиях 5303А и 6374А по данным наблюдений на Горной астрономической станции ГАО за период с ноября 1952 г. по июнь 1957 г. Здесь приведены даты наблюдения, широты центров свечения, с указанием на восточном или западном краю, базис светящейся области в градусах по краю Солнца и яркость по визуальным оценкам на снимках по 7-ми балльной шкале (0 — когда интенсивность свечения на всем краю Солнца меньше предела, доступного оценке, 1 — еле заметное свечение, 6 — исключительно яркое). Начиная с июля 1957 г. методика наблюдений короны и их обработки была существенно изменена. Поэтому с 1 июля интенсивности вышеназванных корональных линий, измеренные на расстоянии 40" от края Солнца, даны через 5 градусов позиционного угла, считаемого по лимбу от северного полюса Солнца через восток. Интенсивности (как линии, так и ореола) выражены

в миллионных долях интенсивности участка (шириной в 1А) непрерывного спектра центра солнечного диска.

Подраздел "Извержения" содержит данные по особо ярким Н-альфа флоккулам и извержениям Н-альфа флоккул: моменты начала и конца наблюдения, гелиографические координаты центра объекта и пятибалльный суммарный индекс, характеризующий одновременно его площадь и интенсивность.

В раздел "Ежедневные индексы" входят файлы, содержащие ежедневные значения определенного индекса солнечной активности.

Подраздел "Числа Вольфа" содержит числа Вольфа на всем диске Солнца и в его центральной зоне (т.е. в круге с радиусом, равным половине радиуса солнечного диска) на каждый день.

Подраздел "Площади пятен" содержит сведения об общей площади пятен на всем диске Солнца, в его центральной зоне и в северной и южной половинах диска на каждый день, а также общую площадь факелов. Все площади выражены в миллионных долях полусферы Солнца.

В разделе "Синоптические карты" представлены карты солнечной поверхности, построенные по фотогелиограммам Горной астрономической станции ГАО.

Следующая часть базы — "Индексы, вычисленные по данным каталогов" - состоит из индексов, вычисленных на основе данных из первой части.

Раздел "Средние характеристики групп солнечных пятен" содержит следующие усредненные характеристики для каждой группы пятен: общая площадь, площадь наибольшего пятна и число пятен. Характеристики вычислены по данным подраздела "Группы солнечных пятен". Средние величины, в отличие от исходных "Каталогов", вычислялись по всем дням наблюдения группы. В качестве даты приведена день, в который площадь группы была максимальной.

Раздел "Средние месячные и годовые характеристики групп пятен и факелов" содержит среднемесячные и среднегодовые значения площадей пятен и факелов, вычисленные по данным из подраздела "Площади пятен".

В части "Выборка из базы данных" находятся HTML-интерфейсы интерактивных поисковых механизмов, позволяющих по различным критериям извлекать из базы информацию в соответствии с формулируемыми запросами.

Для выборки из данных о солнечных пятнах можно задавать диапазоны времени,

кэррингтоновской долготы, гелиографической широты, а также площади групп пятен, наибольшего пятна в группе и количества пятен (рис. 2). Аналогичные выборки данных можно производить из данных о кальциевых флоккулах, извержениях и H-альфа волокнах.

Недавно в базу был включен новый тип сервиса, который осуществляет выборку различных солнечных образований, присутствовавших на диске Солнца в данный день, и динамически формирует изображение диска, на котором отмечены приблизительные (с точностью около 10 градусов) местоположения выбранных образований. Пример такого изображения на 1 января 1957 года приведен на рис. 3. В настоящее время этот сервис находится в процессе отладки.

Чтобы облегчить пользование базой данных для тех исследователей, которые не являются специалистами по физике Солнца, в ближайшем будущем предполагается дополнить базу некоторыми информационно-справочными материалами по солнечной активности.

Таким образом, в процессе создания базы на электронные носители перенесены большие объемы уникальных наблюдений, а также разработана Web-версия базы. В отличие от мировых электронных каталогов, являющихся, как правило, обычными архивами данных, предлагаемая версия обладает эффективными механизмами извлечения необходимой пользователям информации и предоставляет широкие возможности для работы с данными. На наш взгляд база, содержащая данные с таким временным охватом, разнообразием представленных характеристик солнечной активности и возможностями по поиску информации является важным отечественным ресурсом, заполняющим пробелы зарубежных аналогов, вследствие чего может служить хорошей основой для многих исследований в области солнечной активности и солнечно-земных связей.

БЛАГОДАРНОСТИ

Данная работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №05-07-90107, а также Программы Президиума РАН “Солнце-Земля”.

1. Милецкий и др. (Miletsky E.V., Nagovitsyn Y.A., Ivanov V.G., Divine A.V.) Combined database of sunspots magnetic fields. / Proceedings of Chapman Conference on Physics and Modelling of the Inner Magnetosphere. Helsinki. Finland. 2003a.
2. Милецкий и др. (Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Иванов В.Г.) Способы представления и методы обработки информации из объединенной базы данных магнитных полей солнечных пятен. Труды VII Пулковской международной конференции по физике Солнца “Климатические и экологические аспекты солнечной активности”. СПб. 2003b. С. 313-316
3. Наговицын и др. (Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., and Volobuev D.M.) ESAI Database and Some Properties of Solar Activity in the Past. Solar Physics. V. 224, 2004.

INFORMATIONAL POSSIBILITIES OF PULKOVO DATABASE ON SOLAR ACTIVITY

**E.V. Miletsky, V.G. Ivanov, Y.A. Nagovitsyn, D.M. Volobuev,
M.A. Kuznetsova**

Informational capabilities of Pulkovo database of solar activity (<http://www.gao.spb.ru/database/csa/>) are described. The database consists of several sections, which include information about sunspot groups, photosphere faculae, calcium flocculas, hydrogen protuberances, solar corona and some other formations. The database also includes mean characteristics of individual sunspot groups and average monthly and annual values of the sunspots and faculae characteristics, which calculated on the basis of the observed data. Possible variants of usage of the interactive search engine, which allows extracting information from the database in accordance with specified criteria, are described. Prospects of further development of the informational space of the Pulkovo database are mentioned.

ИНТЕРАКТИВНАЯ БАЗА ДАННЫХ ПО СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В СИСТЕМЕ ПУЛКОВСКОГО "КАТАЛОГА СОЛНЕЧНОЙ ДЕЯТЕЛЬНОСТИ"

Проект поддержан грантом РФФИ N 05-07-90107

- [Общее описание базы данных](#)
- [Данные каталогов:](#)
 - [Данные по образованиям:](#)
 - [Группы солнечных пятен](#)
 - [Кальциевые флоккулы](#)
 - [Н-альфа волокна](#)
 - [Протуберанцы](#)
 - [Солнечная корона](#)
 - [Извержения](#)
 - [Ежедневные индексы:](#)
 - [Числа Вольфа](#)
 - [Площади пятен](#)
 - [Синоптические карты](#)
- [Индексы, вычисленные по данным каталогов:](#)
 - [Сводные данные по отдельным группам пятен](#)
 - [Средние месячные и годовые площади групп пятен и факелов](#)
- [Выборки из базы данных:](#)
 - [Группы пятен](#)
 - [Кальциевые флоккулы](#)
 - [Н-альфа волокна \[NEW\]](#)
 - [Извержения \[NEW\]](#)
 - [Изображение диска \(тестовая версия\) \[NEW\]](#)
- [Участники проекта](#)
- [Список публикаций](#)
- Электронный адрес: [eugenm\(at\)gao.spb.ru](mailto:eugenm(at)gao.spb.ru)

Рис. 1. Общий вид основной страницы русскоязычного варианта базы.

Выборка по группам пятен							
Дата, с:	1	Январь	1932	по:	31	Декабрь	1932
Кэррингтоновская долгота, от:	0			до:	360		
Широта, от:	-90			до:	90		
Площадь, от:	0			до:	9999		
Площадь наибольшего пятна, от:	0			до:	9999		
Количество пятен, от:	0			до:	999		
<input type="button" value="OK"/>							

Рис. 2. Вид страницы построения выборки по группам пятен.

1957-01-01, G:12, F:-, E:-, H:5, OUT:1

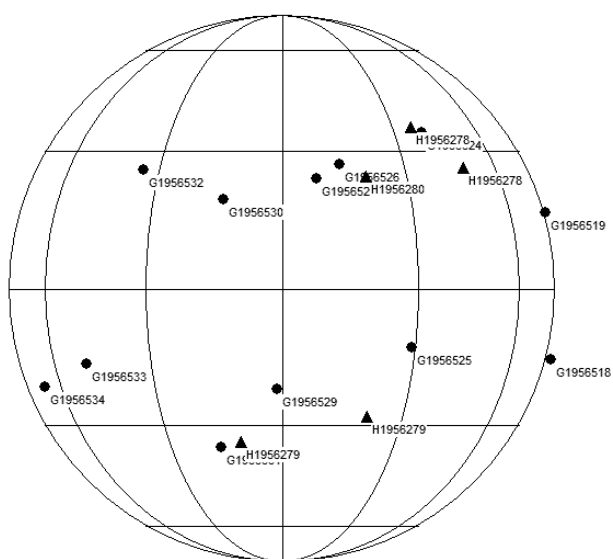


Рис. 3. Схематическое изображение образований, присутствовавших на диске Солнца 01.01.1957 (кружками обозначены группы пятен, треугольниками — кальциевые флоккулы).

Повышение точности инверсии контуров линий Ca II с помощью функций отклика

Р. Б. Теплицкая¹ С. А. Григорьева¹

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, а/я 291, Иркутск, Россия*

Авторами был разработан алгоритм определения температуры и электронной концентрации в средней хромосфере на основе инверсии контуров пяти хромосферных линий Ca II. Необходимая информация содержится в функции, названной авторами функцией населенностей. Она используется для вычисления зависящих от частоты функций источников в линиях и, следовательно, скоростей радиативных переходов. Однако точность восстановления функций населенностей в процедуре инверсии недостаточна для поставленной цели. Повышение точности достигается путем привлечения концепции функций отклика. Вычислены функции отклика интенсивностей пяти линий Ca II на возмущения их функций населенностей. Оценка достигаемой точности выполнена на примере одной из полуэмпирических моделей тени солнечного пятна.

1. Введение

Конечной целью цикла работ авторов является построение полуэмпирической модели хромосферы над тенью солнечного пятна из решения уравнений стационарности для пяти уровней иона кальция. Полученное решение должно дать возможность непосредственно определить электронное (и затем полное) давление без предположения о гидростатическом равновесии. В качестве исходной информации используются результаты инверсии наблюдаемых контуров линий Ca II (K, H и IR-триплета).

Цель данного этапа работы состоит в повышении точности операции инверсии, в результате которой вычисляются населенности уровней n_i , n_j ($j > i$) и параметры поля излучения. Эти данные используются как входные для системы уравнений стационарности.

2. Метод

Операция инверсии контура спектральной линии опирается на формальное решение уравнения переноса излучения в линии, которое представляется в форме уравнения Фредгольма 1-го рода

$$I(\nu) = \int_{-\infty}^{\infty} S(x)K(\nu, x) dx, \quad (1)$$

где

ν - частота;

$x = \log \tau_{0K}$ - независимая переменная (τ_{0K} - селективная оптическая глубина в центре линии K);

I_ν - наблюдаемый контур линии;

$K(\nu, x)$ - ядро интегрального уравнения.

Здесь функция

$$S(x) = \frac{n_j(x)A_{ji}}{n_i(x)B_{ij}[1 - G_{ij}(n_j(x)/n_i(x))]}$$

при полном перераспределении по частотам совпадает с функцией источников в линии.

В более общем случае частичного перераспределения зависящая от частоты функция источников $S_\nu(x)$ имеет вид

$$S_\nu(x) = \frac{1 - G_{ij}[n_j(x)/n_i(x)]}{(\varphi_\nu/\psi_\nu) - G_{ij}[n_j(x)/n_i(x)]} S(x),$$

где A_{ji}, B_{ij} - коэффициенты Эйнштейна;

G_{ij} - отношение статистических весов уровней i, j ;

φ_ν, ψ_ν - профили коэффициентов поглощения и спонтанной эмиссии, соответственно.

Чтобы отличить функцию $S(x)$ от функции источников, мы называем ее функцией населенностей. В уравнение (1) она входит как искомая функция. Вычисление ядра уравнения (1) описано в работах Теплицкой и др. [4], [5].

Решение обратной задачи, типа уравнения (1), относится к классу некорректно поставленных задач. Мы решаем его методом регуляризации Тихонова [1]. Полученная в результате инверсии функция S_{Inv} , в силу свойств некорректной задачи, является приближенной и отличается от истинной, которая дает наблюдаемый контур I_ν . Это, в свою очередь, приводит к значительным ошибкам в определении температуры и электронной концентрации. Следовательно, возникает необходимость найти способ исправления

полученной в результате инверсии функции населенностей. Попытка использовать для этого функции вклада не дала должного результата, что изложено в работе Теплицкой и др. [6]. Потому мы воспользовались концепцией функции отклика Cassin et al. [2], которая дает ответ на вопрос, каково должно быть малое возмущение $\varepsilon(x)$ некоторого параметра α , чтобы интенсивность в частоте ν контура линии возмущилась на величину δI_ν . Cassin et al. [2] показали, что функция отклика имеет вид

$$RF_{\alpha\varepsilon(\tau_{st})} = \frac{1}{\kappa_{st}}(\kappa_\nu S_\nu^1 + \kappa_\nu^1 S_\nu - \kappa_\nu^1 I_\nu)e^{-\tau_\nu}, \quad (2)$$

где величины, отмеченные сверху единицами, являются первыми производными по возмущенному параметру;

κ_ν, τ_ν - коэффициент поглощения и оптическая глубина в частоте ν , соответственно, а величины с индексом "st" относятся к принятой за стандарт оптической глубине.

Тогда

$$\delta I_\nu = \int_{-\infty}^{\infty} \alpha \varepsilon(x) RF(x, \Delta\lambda) dx, \quad (3)$$

здесь $\Delta\lambda$ - расстояние от центра линии.

Мы рассматриваем (3) как уравнение Фредгольма 1-го рода относительно

$$\alpha \varepsilon(x) \equiv \frac{\delta S}{S_{Inv}}(x) = \frac{S_{Inv} - S}{S_{Inv}}(x), \quad (4)$$

чему соответствует возмущение выходящей интенсивности

$$\delta I(\Delta\lambda) = I_{Observ} - I_{Inv}.$$

Ядром уравнения (3) является функция отклика $RF(x, \Delta\lambda)$, которая для нашей задачи выражается через производные от коэффициента поглощения κ_ν и функции источников $S_\nu(x)$ по функции населенностей $S(x)$. Подставив аналитические выражения этих производных в (2), мы получили очень громоздкие формулы для $RF(x, \Delta\lambda)$. Окончательные аналитические выражения $RF(x, \Delta\lambda)$ для пяти линий Ca II приведены авторами в работе Теплицкой, Григорьевой [7].

3. Результаты

Метод опробован на примере тестовой модельной задачи, где в качестве исходных данных использована известная модель тени пятна Severino et al. [3]. Эти данные мы принимаем как "наблюдаемые".

Вычисления выполнялись для линий H, K и двух линий IR-триплета Ca II. Ядро уравнения (3) так же, как ядро уравнения (1), вычислялось для каждой из линий с учетом частичного перераспределения по частотам. На рисунке 1 в качестве примера показаны функции отклика линии K для трех длин волн. Их форма типично отражает условия в слое формирования этих спектральных линий.

Рисунок 2 иллюстрирует результат инверсии "наблюдаемого" контура линии K, который нуждается в коррекции. Неудовлетворительное восстановление хода функции населенностей на краях интервала x связано с тем, что даже очень сильные спектральные линии образуются на ограниченном диапазоне оптических глубин. На краях диапазона и, тем более, за его пределами, операция инверсии не может воспроизвести функцию населенностей. Поэтому для линий H и K мы считаем достоверным ход $S(x)$ только на интервале оптических глубин в пределах $x \approx [0 \div 4]$, для линий IR-триплета $x \approx [0.8 \div 4]$; мы аргументировали такой выбор в работе Теплицкой и др. [6]. Перекрывающийся участок оптических глубин для четырех рассматриваемых линий $x \approx [0.8 \div 3]$.

Однократная попытка решить уравнение (3) обычно не приводит к достаточно точному результату. Приходится повторять поиск поправки $\delta S(x)$. Итерации прекращаются, когда разности между последовательными значениями $\delta S(x)$ станут меньше некоторой критической величины, задающей критерий сходимости.

Средняя точность, с которой можно восстановить принятую по модели Severino et al. [3] функцию населенностей $S_{Mod}(x)$ на указанных интервалах, показана в таблице 1 (за границами этих интервалов ошибки стремительно возрастают).

В таблице 1 обозначено:

$$D_S^0 = \frac{S_{Mod} - S_{Inv}}{S_{Mod}}, \quad D_S^m = \frac{S_{Mod} - S_{Itr}^m}{S_{Mod}},$$

где S_{Itr}^m - функция населенностей, вычисленная в результате m-ой итерации.

4. Выводы

1. С помощью функций отклика уравнение для поправок $\delta S/S$ сведено к уравнению того же типа, которое служит для определения самих функций населенностей S ; найдена форма его ядра. Полученное уравнение решается методом Тихонова.

2. Вычислены функции отклика на возмущения функций населенностей для полуэмпирической модели тени пятна Severino et al. [3] в зависимости от оптической глубины в центре линии К Са II.

3. Показано, что в пределах участка хромосферы, общего для образования линий дублета и линий триплета ($\log \tau_{0K} \approx 0.8 \div 3$), достигается точность восстановления функции населенностей не хуже 5%.

Благодарности

Работа поддержана грантом ведущих научных школ (грант 733.2003.2), ГНТП "Астрономия" №1105, грантом РФФИ 06-02-16033.

-
1. А. В. Гончарский, А. М. Черепашук, А. Г. Ягола, *Некорректные задачи астрофизики* (Наука, Москва, 1985).
 2. B. Caccin, M. T. Gomez, C. Marmolino, G. Severino, A&A, **54**, 227, (1977).
 3. G. Severino, M. T. Gomez, B. Caccin, *Solar Surface Magnetism*, (Eds.: R. J. Rutten, C. J. Schrijver), NATO ASI Ser. C, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, **433**, 169, (1994).
 4. R. B. Teplitskaya, S. A. Grigoryeva and V. G. Skochilov, A&AS, **115**, 209, (1996).
 5. Р. Б. Теплицкая, С. А. Григорьева, В. Г. Скочиллов, Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физике Солнца, Вып. **112**, 252, (2001).
 6. Р. Б. Теплицкая, С. А. Григорьева, В. Г. Скочиллов, Солнечно-земная физика, Вып. **6**, 93, (2004).
 7. Р. Б. Теплицкая, С. А. Григорьева, Солнечно-земная физика, Вып. **9**, 56, (2006).

IMPROVEMENT OF THE CA II PROFILE INVERSION ACCURACY BY MEANS OF RESPONSE FUNCTIONS

R. B. Teplitskaya, S .A. Grigorieva

The line profile inversion is usually used for the atmosphere modelling. Authors develop the algorithm of temperature and electron density determination in the middle chromosphere on the basis of the Ca II chromospheric line inversion. Necessary information is contained in the functions named by the authors as the population functions. These functions are used for the calculation of frequency dependent source functions and, consequently, for the determination of radiative transition rates. However, the accuracy is reached by using the response function concept. Intensity response functions to the disturbances of their population functions are calculated for five Ca II lines. The reached accuracy is estimated by the example of the sunspot umbra semi-empirical model.

Таблица 1. Результаты исправления S_{Inv}

Линия	Интервал по x	D_S^0	D_S^m
К	0.0-3.0	3.29%	1.46%
Н	0.0-3.0	4.36%	1.44%
8498Å	0.8-4.0	6.36%	5.03%
8542Å	0.8-4.0	6.64%	2.19%

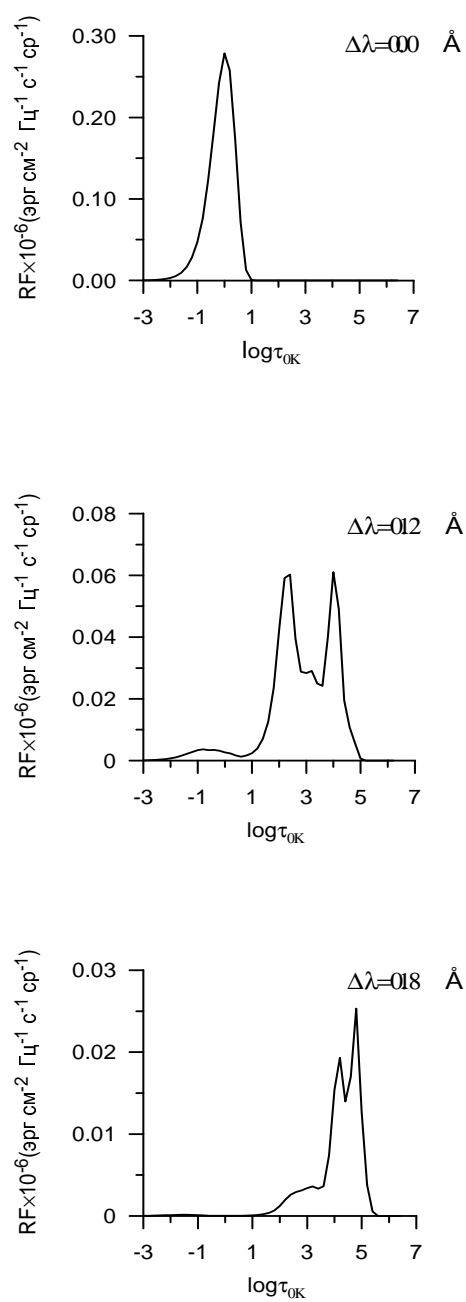


Рис. 1. Функции отклика линии К Ca II

для трех расстояний $\Delta\lambda$ от центра линии

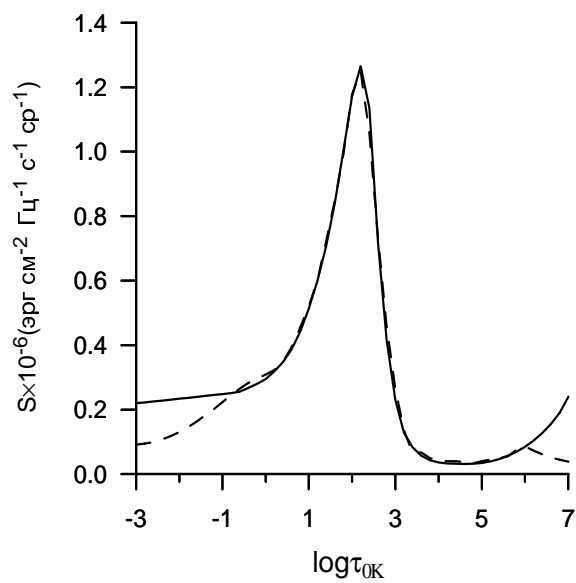


Рис. 2. Результат инверсии "наблюдаемого" контура линии К Са II; сплошная линия - функция населенностей по модели Severino et al. [3]; штрихи - результат инверсии