

Федеральное государственное учреждение науки
Ордена Трудового Красного Знамени
Институт солнечно-земной физики
Сибирского отделения Российской академии наук

На правах рукописи

УДК 523.97

Лесовой Сергей Владимирович

**РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МИКРОВОЛНОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА: ИНСТРУМЕНТАРИЙ И
НАБЛЮДЕНИЯ.**

Специальность 1.3.1 – Физика космоса, астрономия

Диссертация на соискание ученой степени
доктора физико-математических наук

Иркутск – 2025

Оглавление

Введение	4
1 Модернизация Сибирского солнечного радиотелескопа	22
1.1 Аддитивно-корреляционный режим работы ССРТ	22
1.2 Представление ДН ССРТ в виде суммы гармоник, аналогично системам апертурного синтеза	24
1.3 Определение ДН ССРТ по изображению Солнца, содержащего компактные источники	25
1.3.1 Отклик ССРТ в Т-конфигурации	25
1.3.2 Определение ДН ССРТ по анализу боковых лепестков отклика на компактный источник	26
1.4 Применение алгоритма CLEAN к изображениям ССРТ . . .	32
2 Макет многочастотного радиогелиографа	40
2.1 Причины преобразования ССРТ в широкополосный радиотелескоп апертурного синтеза	40
2.1.1 Требования к солнечному радиотелескопу нового поколения	44
2.2 Антенны и аналоговые приемники многочастотного гелиографа	50
2.2.1 Широкополосные антенны	50
2.2.2 Аналоговые широкополосные оптические линии . . .	50
2.2.3 Аналоговые приемники	52

2.3	Цифровые приемники многочастотного гелиографа	53
2.3.1	Задача и структура цифрового приемника	53
2.3.2	Необходимый шаг компенсации геометрической задержки	57
2.3.3	Компенсация геометрических задержек	58
2.4	Адаптивное измерение задержек в приемном тракте Сибирского Радиогелиографа	64
2.5	Коррелятор многочастотного радиогелиографа	74
2.5.1	Вычисление видностей	74
2.5.2	3-х битовый квантователь и кросскорреляция	77
2.6	Программное обеспечение радиогелиографа	78
3	Сибирский Радиогелиограф	80
3.1	Возможности Сибирского Радиогелиографа решать современные задачи солнечной физики	80
3.2	Структура данных многочастотного радиогелиографа	87
3.2.1	Комплексные видности	87
3.2.2	Корреляционные кривые	95
4	Результаты наблюдений на модернизированном ССРТ	105
4.1	Корональная магнитография с использованием изображений ССРТ	105
4.2	Трехмерная структура микроволновых источников по данным ССРТ, NoRH, РАТАН600	111
4.3	Предвспышечная стадия по данным ССРТ	123
4.4	Определение типа волны и смещения источников быстропротекающих событий	131
4.5	Зебра-структуры	143
5	Результаты наблюдений на многочастотном радиогелиографе	155

5.1	Модель отклика СРГ на "спокойное"	
	Солнце	155
5.2	Измерение размера источника по аппроксимации спектра . .	167
5.3	Определение механизма депрессий микроволнового излу- чения Солнца	175
5.4	Новый сценарий всплесков когерентного микроволнового из- лучения	176
6	Заключение	191

Введение

Актуальность темы исследования

Самой важной инструментальной задачей солнечной радиоастрономии в последние десятилетия было создание многочастотного солнечного радиотелескопа с двумерным пространственным разрешением. Вызвано это тем, что солнечные радиометры, спектрометры и одночастотные интерферометры исчерпали свой информативный ресурс. Получение новой информации о солнечной короне было возможно только с реализацией так называемой двумерной микроволновой спектроскопии – получения микроволновых спектров в каждой точке солнечного диска. Актуальность исследований микроволнового излучения Солнца обусловлена тем, что это излучение очень сильно зависит от магнитных полей как в области генерации, так и в области распространения. Исследования солнечной короны в ультрафиолетовом диапазоне длин волн, проводимые с помощью орбитальных обсерваторий, дают много информации о пространственной структуре короны, но ультрафиолетовое излучение слабо зависит от магнитного поля. Пожалуй, единственным способом измерить магнитное поле в солнечной короне является двумерная микроволновая спектроскопия, для реализации которой, как упоминалось выше, необходим солнечный радиотелескоп, способный получать изображения Солнца на множестве частот микроволнового диапазона.

Цели и задачи диссертационной работы:

Цель работы – разработка и создание нового инструмента для наблюде-

ния Солнца в микроволновом диапазоне. Задачи, решаемые по ходу работы, можно разделить на две части: аппаратная часть, включающая модернизацию Сибирского Солнечного Радиотелескопа (ССРТ) и создание солнечного радиотелескопа нового поколения, и наблюдательная часть, определяемая задачами солнечной физики – измерение корональных магнитных полей, микроволновые всплески и корональные выбросы массы. В части аппаратуры и алгоритмов были решены следующие задачи: модернизация ССРТ, обеспечившая одновременные наблюдения в двумерном и одномерном режимах для наблюдения быстропротекающих процессов, и разработка метода коррекции фазовых ошибок ССРТ по анализу отклика на компактный источник. После модернизации ССРТ стало окончательно ясно, что для того, чтобы радионаблюдения Солнца внесли новый вклад в солнечную физику, необходимо создавать новый инструмент, который должен обладать возможностью получать микроволновые спектры в каждой точке солнечного диска. Так как подобного радиотелескопа не существовало в мире, то создание нового инструмента потребовало макетирования, ставшего одной из задач работы. Завершающая аппаратная задача – создание многочастотного радиогелиографа, фактически представляющего собой широкополосный солнечный радиотелескоп апертурного синтеза.

Задачи, связанные с наблюдениями, решались на всех стадиях работы, частично для разработки и проверки новых методик наблюдений, но в основном в исследовательских целях. В этой работе в основном рассматриваются результаты наблюдений, имеющие собой цели измерения корональных магнитных полей и исследования механизмов всплесков микроволнового излучения.

Научная новизна

- Создан и запущен в регулярные наблюдения первый в мире солнечный радиотелескоп, способный получать микроволновые изображения Солнца в широком диапазоне частот. Это дает возможность реализации двумерной микроволновой спектроскопии — получении спек-

тров в каждой точке солнечного диска. Таким образом, интерпретация проявлений солнечной активности на микроволнах становится гораздо более однозначной и информативной.

- Впервые проведена серия интерферометрических наблюдений быстропротекающих микроволновых всплесков в окрестности длины волны 5.2 см и получены размеры и координаты источников всплесков и определен преимущественный тип волны. Показано, что размеры источников быстропротекающих всплесков могут быть достаточно большими, тип волны чаще соответствует обыкновенной моде, что свидетельствует о плазменном механизме излучения.
- Впервые однозначно установлено, что механизмом микроволновых всплесков в поглощении является экранирование ярких источников холодной плотной плазмой микровыбросов. Это следует как из микроволновых наблюдений, так и при сопоставлении их с данными в ультрафиолетовом диапазоне.
- Впервые проведены наблюдения когерентного микроволнового всплеска с пространственным, спектральным, временным разрешениями в обеих круговых поляризациях, что позволило предложить новый сценарий когерентных всплесков, основанный на формировании распределения полого пучка при наклонной инжекции пучка в корональную петлю.

Теоретическая и практическая значимость

Практическая значимость работы состоит в создании нового инструмента для исследования солнечной активности, являющейся основным драйвером космической погоды. Получаемые новым радиотелескопом данные и методы, развитые в работе, пригодны для использования в прогнозе состояния околоземного космического пространства. Алгоритмы и программное обеспечение, разработанные при модернизации ССРТ, широко использова-

лись при интерпретации полученных данных, послуживших основой для ряда исследований по физике Солнца. Макет многочастотного радиотелескопа послужил прототипом для Сибирского Радиогелиографа (СРГ). Все решения, обусловившие возможности СРГ, были апробированы во время создания макета. Создание и запуск СРГ в регулярные наблюдения открыли новые возможности для исследований солнечной активности. Научная значимость диссертации определяется тем, что созданный солнечный радиотелескоп нового поколения может измерять корональные магнитные поля и определять места первичного энерговыведения во время солнечных вспышек. Эти вопросы относятся к наиболее важным темам солнечной физики. Полученные результаты по экранированию хромосферной холодной плазмой источников микроволнового излучения могут послужить основой для исследования эруптивных хромосферных структур путем интерпретации широкополосных динамических спектров поглощения. Новый сценарий когерентных всплесков может привлекаться не только для объяснения природы когерентного излучения Солнца, но так же и для интерпретации когерентного излучения звездных атмосфер и земной магнитосферы.

Личный вклад автора

Содержание диссертации и основные положения, выносимые на защиту, отражают персональный вклад автора в создание Сибирского Радиогелиографа и в опубликованные работы. В работах, связанных с созданием СРГ, определяющий вклад сделан автором в выбор конфигурации антенных решеток, методов фазовых и абсолютных калибровок, алгоритмов реального времени цифровой части приемной системы. Также основной вклад сделан автором в реализацию цифровых алгоритмов и разработку программного обеспечения сбора и первичной обработки данных СРГ. В работах по методикам, используемым на СРГ, по быстропротекающим процессам и по когерентным всплескам, вклад автора определяющий. В остальных работах вклад автора сводился к наблюдениям и обработке данных.

Основные положения, выносимые на защиту

- Создан первый в мире солнечный радиотелескоп нового поколения – Сибирский радиогелиограф (СРГ), способный получать изображения Солнца в полосе частот 3–24 ГГц в обеих круговых поляризациях со временным разрешением до несколько секунд.
- В результате модернизации ССРТ проведена многолетняя серия наблюдений солнечной активности на частоте 5.73 ГГц в двумерном и одномерных режимах, послужившая основой для работ по измерению магнитных полей в солнечной короне и по исследованию быстропротекающих всплесков микроволнового излучения.
- В результате наблюдений на модернизированном ССРТ получены новые данные о величине поперечной составляющей магнитного поля над пятнами – 30–40 Гс и высоте гирорезонансных источников над фотосферой на частоте 5.73 ГГц – 14.6 ± 4 тыс. км для обыкновенной моды и 13.3 ± 4 тыс. км для необыкновенной моды.
- В результате интерферометрических наблюдений быстропротекающих всплесков с длительностью менее 1 секунды, определены размеры и смещения источников этих всплесков, и преимущественный тип волны излучения, связанного со всплесками. Результат говорит о том, что чаще всего в окрестности частоты 5.73 ГГц быстропротекающие всплески обусловлены плазменным механизмом излучения.
- Разработана методика определения угловых размеров компактных источников микроволнового излучения по наклону их пространственного спектра. Достоверные результаты получаются для источников с размерами на порядок меньшими ширины диаграммы направленности СРГ.
- Впервые экспериментально определен механизм так называемых отрицательных всплесков микроволнового излучения – уменьшения мощ-

ности излучения от данного источника во времени. Показано, что такие всплески вызваны экранированием источников плотной холодной плазмой микровыбросов. Это следует из данных CPG и подтверждается сопоставлением данных CPG и Solar Dynamic Observatory (SDO).

- Разработана модель отклика многоантенного радиоинтерферометра на солнечный диск, учитывающая изменение во времени диаграммы направленности интерферометра и затенения антенн. Использование этой модели для коррекции отклика интерферометра повышает отношение сигнал-шум, что важно при исследовании сверхслабых солнечных вспышек.
- По результатам наблюдений когерентного всплеска с пространственным, спектральным и временным разрешением предложен новый сценарий развития таких всплесков: пучок ускоренных электронов попадает в петлю под большим углом, в точке отражения электронов от магнитного поля основания петли формируется так называемое распределение "полого пучка" электронов по энергиям, приводящее к развитию электронно-циклотронной неустойчивости на второй гармонике гирочастоты.

Степень достоверности и апробация результатов

Основные результаты диссертации докладывались на следующих конференциях:

- Всероссийская радиоастрономическая конференция 2011, 2014, 2018, 2022
- Всероссийская астрономическая конференция 2010, 2021, 2024
- Физика плазмы солнечной системы 2010, 2017
- 13th European Solar Physics Meeting 2011

- EGU General Assembly 2013
- CESRA Workshop 2019
- The 6th Asia Pacific Solar Physics Meeting 2024

Содержание работы

Солнечная радиоастрономия – это прежде всего эксперимент. Наблюдение солнечной активности или спокойного Солнца в микроволновом диапазоне требует создания и эксплуатации весьма сложных инструментов – солнечных радиотелескопов. Требования, предъявляемые к солнечным радиотелескопам, довольно противоречивы. С одной стороны, Солнце – весьма мощный источник радиоизлучения, и нет необходимости в использовании сверхчувствительных приемных систем. С другой стороны, мощность радиоизлучения Солнца меняется в очень широких пределах, как для различных участков солнечной атмосферы, так и для различных видов активности. Поэтому приемные системы солнечных инструментов должны обладать очень широким динамическим диапазоном. Например, отношение мощности излучения радиоисточников над пятнами к мощности радиоизлучения диска спокойного Солнца на длине волны 6 см достигает двух порядков. Во время вспышек поток радиоизлучения может вырасти еще на три порядка.

При наблюдении радиоизлучения волокон имеет место обратная ситуация – радиояркость волокна меньше радиояркости диска Солнца, а во время эрупции волокна и удаления его от Солнца его радиояркость падает практически до нуля. Если этот процесс сопровождается солнечной вспышкой, что часто бывает, то требования к динамическому диапазону становятся еще выше. Аналогичная ситуация и с пространственным разрешением. Для наблюдения солнечной активности не требуется сверхвысокого разрешения, достигаемого, например, в системах РСДБ. Но требуется широкое поле зрения при относительно высоком угловом разрешении. Более

того, размеры источников солнечного радиоизлучения меняются в очень широких пределах. Размеры компактных вспышечных источников могут быть близки к угловой секунде, а размеры волокна могут достигать тысяч угловых секунд. Другими словами, для синтезирующих солнечных радиотелескопов требуются антенны малого диаметра в большом количестве, расположенные как предельно близко, так и максимально далеко друг от друга. Антенны, расположенные предельно близко, обеспечивают широкое поле зрения, а максимально далекие антенны обеспечивают пространственное разрешение. Такие антенны проще и дешевле антенн большого диаметра, но их гораздо сложнее калибровать из-за низкой чувствительность по плотности потока (малого диаметра). При формировании антенных решеток для солнечных радиотелескопов тоже возникают противоречивые требования. Кроме обеспечения достаточного пространственного разрешения, обеспеченного большими базами, для наблюдения диска Солнца необходимо иметь короткие базы - антенны, расположенные близко друг к другу, а это влечет за собой проблемы со взаимным затенением антенн. При затенении диаграммы направленности антенн уже нельзя рассчитывать, используя приближение геометрической оптики. В последнее время сформировалось еще одно требование к солнечным радиотелескопам следующего поколения – обзор широкой полосы частот. Фактически речь идет о двумерной спектроскопии – измерении спектра радиоизлучения в каждой точке солнечной поверхности. При расширении полосы частот все вышеупомянутые требования становятся все более трудновыполнимыми.

Информативность солнечных радиотелескопов обусловлена естественностью интерпретации результатов наблюдений – практически всегда за излучение ответственны свободные электроны. Не только создание радиогелиографов является сложной задачей, но и предварительная обработка данных, особенно в части реконструкции изображений, тоже содержит много сложностей. Зато конечный результат – последовательные во времени изображения или спектры – интерпретировать относительно легко. Это хо-

рошо видно при сравнении данных о вспышке в радиодиапазоне и, например, в УФ диапазоне, характерном для орбитальных инструментов. Вызвано это тем, что интенсивность радиоизлучения естественным образом связана с энергетикой события. Преимуществом инструментов, размещаемых на борту спутников, конечно, является пространственное разрешение. Для достижения разрешения в доли угловой секунды на микроволнах нужны антенные базы в десятки км. Для получения изображений с приемлемым временным разрешением мгновенное заполнение uv-плоскости должно покрывать весь пространственный спектр Солнца, т.е., должно быть много антенн в решетке с гигантскими размерами. Такое сооружение было бы очень сложным, сравнимым, например, с VLA, и использовать его только для исследования Солнца вряд ли было бы оправдано. С другой стороны, в работах, посвященных исследованию размеров радиоисточников на микроволнах (Т. Bastian, 1994), показано, что влияние рассеяния в солнечной короне на наблюдаемые размеры источников велико и необходимости в столь высоком пространственном разрешении нет.

Прикладным аспектом исследований микроволнового излучения Солнца является вклад в развитие методов прогноза геоэффективных событий. Изображения источников микроволнового радиоизлучения, полученные в круговой поляризации, несут информацию о структуре магнитных полей. Данные о пространственных особенностях круговой поляризации позволяют определять сложность конфигурации магнитных полей в короне, соответственно, вероятность вспышки в окрестности наблюдаемого источника. Плотность потока мощности микроволнового всплеска и его спектр являются признаками геоэффективности. Очень мощные события, спектр которых простирается до десятков ГГц, часто соответствуют протонным событиям (V. Grechnev, Meshalkina, Chertok и др., 2013) и служат признаком краткосрочного прогноза геоэффективного события. Если сама возможность прогнозирования вспышек или выбросов корональной массы является вопросом, то краткосрочный прогноз геоэффективности имеет прямое приклад-

ное значение. От момента определения того, является ли событие протонным, и до прихода протонов на орбиту Земли есть достаточно времени (от нескольких часов до нескольких суток), чтобы принять необходимые меры по защите, например, орбитальных группировок от воздействия ускоренных частиц.

Основным содержанием данной работы являются развитие и создание инструментов для наблюдения Солнца в микроволновом диапазоне. В гл. 1 рассматриваются особенности Сибирского солнечного радиотелескопа с точки зрения определения диаграммы направленности (ДН) и возможности реконструкции изображения. Акцент на том, как именно формируется отклик ССРТ в частотной области, позволяет понять проблемы измерения фазовых ошибок в приемном тракте ССРТ и, соответственно, ограничение на точность фазового распределения. Практика показала, что инструментальные способы измерения и коррекции фазовых ошибок не позволяют получать изображения с динамическим диапазоном 20 дБ. Поэтому были предложены и реализованы способы измерения ДН по анализу изображений Солнца, получаемым ССРТ. Один из них применяется к пространственному спектру изображения, используя тот факт, что интегрирование пространственного спектра изображения по направлению, соответствующему определенной линейке антенн, дает фазовое распределение по антеннам этой линейки. Альтернативный способ - анализ боковых лепестков отклика на яркий компактный источник. Способ основывается на том, что искажения в данном боковом лепестке обусловлены определенным гармоническим возмущением фазового распределения. Анализируя множество боковых лепестков, можно получить суперпозицию гармонических возмущений, описывающих фазовое распределение по антеннам. Этот метод итерационный, точность его определяется временем, отведенным на анализ боковых лепестков, и ограничена влиянием на отклик данного источника откликами других источников. Для регулярных данных ССРТ был выбран метод определения ДН по анализу боковых лепестков.

Восстанавливать изображения, полученные ССРТ, возможно применением алгоритма CLEAN или коррекцией пространственного спектра изображения. Последний метод более быстрый, но не дает возможности реализовать пространственное разрешение, достижимое на ССРТ, в результирующем изображении при приемлемом отношении сигнал/шум. Это вызвано тем, что спектральная чувствительность ССРТ, как фильтра пространственных частот, резко спадает к краю, что вызывает при делении на нее резкое увеличение высокочастотных шумов. Поэтому для регулярных данных был выбран метод CLEAN. Особенности применения CLEAN к данным ССРТ следующие: используется несколько (обычно три) уровней яркостных температур, для которых используются различные модели источников; пространственный размер источника считается обратно пропорциональным яркостной температуре; для ускорения алгоритма используется вычисление значений ДН только выше некоторого порога; "чистка" всегда ведется только в окрестности текущего яркого источника, а не по всему массиву. Изображения, полученные на ССРТ с 1999 г по 2013 г, доступные на <http://badary.iszf.irk.ru>, восстановлены вышеописанным способом.

В гл. 4 рассматриваются некоторые астрофизические результаты, полученные с использованием данных ССРТ в течение периода наблюдений 1999-2013 гг. В ряде работ использовались изображения ССРТ, полученные в течение нескольких дней, для анализа медленно меняющихся или постоянных структур в солнечной атмосфере. Одна из таких работ показывает возможность измерения магнитных полей в короне по радиоизображениям областей с квазипоперечным распространением радиоволн. При допущении того, что магнитная конфигурация остается стабильной в течение нескольких дней, зная координаты радиоисточников и имея в распоряжении данные о круговой поляризации, можно построить магнитограмму в окрестности данного радиоисточника. Таким образом можно оценить величину магнитного поля в солнечной короне в случае стабильной конфигурации.

Различные методы экстраполяции измеренных на уровне фотосферы

магнитных полей в корону дают различные результаты. Использование различных моделей генерации поля так же приводит к различным результатам экстраполяции. Поэтому при экстраполяции магнитных полей в корону и при выборе модели необходима независимая оценка величины магнитного поля на известной высоте над уровнем фотосферы. Оценку магнитного поля можно получить из степени круговой поляризации гирорезонансного излучения. Однако, высоту радиоисточника из спектра гирорезонансного излучения получить нельзя. Поэтому высоту, для которой произведена оценка магнитного поля, нужно измерять по изменениям координат радиоисточников по мере вращения Солнца. Такой метод допустим для стабильных радиоисточников. Метод определения высоты радиоисточника с приложением к экстраполяции магнитного поля в корону был предложен в работе (G. Nita и др., 2011). Использовались данные ССРТ, радиогелиографа Нобейма (Nobeyama Radioheliograph, NoRH) и ПАТАН-600. Измеренные высоты радиоисточников лежат в пределах 0.9×10^9 см над уровнем фотосферы для длины волны 1.7 см (NoRH) и 1.4×10^9 см для длины волны 5.2 см (ССРТ). Показано, что наиболее согласованной с принятой теорией гирорезонансного излучения является экстраполяция в приближении нелинейного бессилового поля.

Большой интерес в физике солнечных вспышек сегодня вызывает так называемая предвспышечная стадия. Чувствительности ССРТ достаточно, чтобы исследовать вспышки на этой стадии (A. Altyntsev, G. Fleishman и др., 2012) или наблюдать инициацию выброса корональной массы как на фоне солнечного диска (Zandanov и S. V. Lesovoi, 1999), (A. M. Uralov, S. V. Lesovoi и Zandanov, 2002), (A. M. Uralov, S. V. Lesovoi, Zandanov и V. V. Grechnev, 2002), (N. Kardapolova и др., 2004), (N. N. Kardapolova и др., 2008), (С. Лесовой, Алтынцев и Лесовая, 2010), (С. Alissandrakis и др., 2013), (V. Grechnev, S. Lesovoi, Kochanov и др., 2018), так и на расстоянии больше солнечного радиуса (A. Uralov и др., 2023). Один из дискуссионных вопросов – это наличие ускоренных частиц на предвспышечной

стадии. В работе ((Battaglia, Fletcher и Benz, 2009)) было показано, что жесткое рентгеновское излучение не фиксируется на этой стадии, и был сделан вывод о том, что ускоренных частиц во время предвспышечной стадии нет. В работе (А. Altyntsev, G. Fleishman и др., 2012), выполненной с привлечением микроволновых спектров, показано, что надтепловые частицы в это время уже существуют, т.е. механизмы ускорения работают уже на предварительной стадии вспышки. Энергии надтепловых частиц достигают значений нескольких МэВ, как и во время импульсной стадии вспышки. Разделение энергии на тепловую и нетепловую части происходит за счет того, что извлечение частиц из тепловой плазмы и их ускорение обуславливаются разными механизмами. Во время предвспышечной стадии ускорение уже работает, а извлечение частиц из тепловой плазмы неэффективно. Во время импульсной фазы резко возрастает эффективность перевода частиц из тепловой плазмы в надтепловую популяцию.

Быстропротекающие события в солнечной атмосфере традиционно привлекают внимание исследователей. Характерные длительности одиночных импульсов радиоизлучения в таких событиях меньше секунды (Meshalkina, Altyntsev и др., 2005) или периоды колебаний потока в несколько секунд (А. Altyntsev, Meshalkina, Mészárosóvá и др., 2016). Механизмы, отвечающие за быстропротекающие события, могут быть различны. Спектральные особенности быстропротекающих событий могут искажать данные ССРТ, получаемые за счет частотного сканирования. Для исключения неоднозначности данные ССРТ, по мере возможности, исследуются совместно со спектральными данными. Для определения механизма радиоизлучения важную роль играет не только вид спектра, но и тип волны, соответствующий быстропротекающему событию. Обычно для микроволнового излучения спокойных источников характерно преобладание необыкновенной волны. В работе (S. Lesovoi и N. Kardapolova, 2003) было показано, что для быстропротекающих событий наиболее вероятно преобладание обыкновенной волны. Это было сделано статистическим методом по данным ССРТ. Исследовался знак

круговой поляризации микроволнового излучения быстропротекающего события относительно знака поляризации спокойного радиоисточника или всплеска. Показано, что относительная частота появления быстропротекающих событий следует за сложностью магнитной конфигурации активной области. Наблюдаются два типа смещений источника быстропротекающего события. Одни события чаще происходят в основаниях магнитных петель, другие смещаются вдоль петли. Поляризация последних соответствует преимущественно обыкновенной волне. События вблизи оснований чаще неполяризованы или их поляризация соответствует необыкновенной волне. Подтверждение этих данных с применением другого метода оценки размеров источников быстропротекающих событий было сделано в (Meshalkina, Altyntsev и др., 2005). В работе (Meshalkina, A. Altyntsev, Zhdanov и др., 2012) исследовались процессы энерговыделения во время всплесков типа III, которые проявлялись в данных ССРТ как быстропротекающие события. В (A. Altyntsev, Meshalkina, S. Lesovoi и др., 2023) сделан обзор многолетней серии наблюдений на ССРТ быстропротекающих событий.

Зебра-структуры в динамических спектрах солнечного радиоизлучения хорошо известны по наблюдениям в метровом диапазоне длин волн. Такие структуры используют для определения параметров плазмы в месте генерации их радиоизлучения. В метровом диапазоне определить местоположение источника зебра-структур практически невозможно. Наблюдения зебра-структур в микроволновом диапазоне редки. Особый интерес вызывают совместные спектральные и интерферометрические данные для таких событий. По совместным данным наблюдений китайских спектрополяриметров и ССРТ удалось определить местоположение источников, соответствующих зебра-структуре. Источники находятся в корональной части магнитной петли где трудно ожидать больших значений напряженности магнитного поля. Анализ событий с микроволновыми зебра-структурами показал, что предпочтительным механизмом их генерации является двойной плазменный резонанс (A. Altyntsev, S. Lesovoi, Meshalkina и др., 2011).

В гл. 2 рассматриваются вопросы создания многочастотного радиогелиографа на базе ССРТ. Причины преобразования ССРТ в широкополосный инструмент апертурного синтеза заключаются в современных задачах солнечно-земной физики. Одна из таких задач - измерение магнитных полей в солнечной короне. В предположении гирорезонансного механизма радиоизлучения можно оценить напряженность магнитного поля по спектрам микроволнового излучения различных участков активной области. Для этого необходимо сочетание двух возможностей: спектрального и пространственного разрешений. Кроме измерения магнитных полей в короне задачи по определению мест ускорения заряженных частиц во время вспышек так же требуют получения спектров радиоизлучения в различных участках солнечной поверхности. Требования ко временному разрешению во многом определяются возможностью совместной обработки данных, полученных с орбитальных обсерваторий. С этой точки зрения временное разрешение нового инструмента должно быть не хуже 1 с. Совмещение таких параметров пространственного, спектрального и временного разрешений определили тип нового радиогелиографа: широкополосный (4-8 ГГц) радиотелескоп, использующий Фурье-синтез для построения изображений. Широкая полоса частот подразумевает возможность построения изображений на любом участке рабочего диапазона в мгновенной полосе 10 МГц. Для этого необходим соответствующий приемный тракт. Полоса частот приемного тракта определяется полосой частот таких его элементов, как облучатели и смесители. Остальные элементы (усилители, коммутаторы) выполнить для широкой полосы частот проще. Отдельным вопросом является способ передачи сигнала от антенн к рабочему зданию. Если преобразование сигнала в цифровой вид осуществлять в антенных модулях, требуется фазостабильная сеть сигналов гетеродина и тактового сигнала АЦП от рабочего здания к антеннам. Привлекательной выглядит идея доставить в рабочее здание сигнал в исходной полосе частот. Преобразование частоты вниз и преобразование в цифровой вид проводить в помещении, где сигнал гетеродина

и тактовую частоту нужно развести по устройствам, находящимся на расстоянии нескольких метров друг от друга. Реализация такой идеи стала возможна благодаря появлению аналоговых широкополосных оптических линий передачи сигналов.

Цифровая обработка сигналов, играющая очень большую роль в системах апертурного синтеза, в настоящее время часто реализуется с использованием ПЛИС. Это делает всю систему очень гибкой, легко модернизируемой. Обработка сигналов каждой антенны не представляет проблем с точки зрения потоков данных. Но на входе коррелятора потоки данных резко возрастают. Потому вопрос о способе передачи данных от цифровых приемников, обрабатывающих сигнал каждой антенны, к коррелятору является весьма важным. Для данного варианта радиогелиографа выбрано кабельное решение PCI Express для доставки данных от цифровых приемников к коррелятору. Используется связка: гигабитные трансиверы ПЛИС - кабели PCI Express с низкоуровневым протоколом передачи данных, чтобы максимально использовать физические ресурсы линий передачи данных.

Реализация цифровой обработки сигналов от каждой антенны показала, что такой параметр, как шаг компенсации геометрической задержки должен быть для солнечных радиотелескопов, имеющих короткие антенны базы, очень мал относительно периода дискретизации. Для радиогелиографа на базе ССРТ шаг выбран 0.1 нс. Программное обеспечение радиогелиографа состоит из нескольких функционально различных частей. Программы, управляющие цифровыми приемниками и коррелятором, выполняются на встроенных процессорах Nios II под управлением MicroC/OS-II. Программа сбора данных и управления наблюдениями работает под управлением Linux, а программа наведения и сопровождения антенн под управлением Windows. Функции программы управления цифровым приемником: передача результатов автокорреляции входных сигналов программе сбора данных, вычисление задержек и фаз для компенсации геометрической задержки и остановки интерференционных лепестков. Функции программы управления

коррелятором: накопление комплексных видностей, получаемых от коррелятора при каждой смене поляризации, переключение рабочей частоты радиогелиографа, передача накопленных данных программ сбора и управления наблюдениями. Функции программы сбора данных управления наблюдениями: инициализации цифровых приемников и коррелятора, сбор данных, визуализация, хранение. Функции программы управление приводом: запуск антенн на сопровождение Солнца по заданному расписанию, возврат антенн в положение для наблюдений на следующий день, проведение диагностики. Выходными файлами данных являются так называемые uv-FITS файлы, содержащие наборы функций видности в расширениях BINTABLE стандарта FITS.

В работе фигурируют несколько инструментов: ССРТ, 10-антенный, 96-антенный, 48-антенный макеты многочастотного радиотелескопа и Сибирский Радиогелиограф (СРГ). Это связано с тем, что преобразование ССРТ в СРГ шло через этапы макетирования – необходимые этапы при создании нового большого инструмента. Первый макет состоял из 10 антенн. Второй, предназначенный не только для отработки решений, но и для наблюдений в диапазоне частот 4-8 ГГц, проектировался как 96-антенный, но удалось запустить в наблюдения только его 48-антенный вариант. СРГ – это финальный вариант нового солнечного радиотелескопа, состоящего из трех независимых антенных решеток, работающих в диапазоне 3-24 ГГц. Далее по тексту, термин "многочастотный радиогелиограф" будет относиться к макетам, хотя СРГ по сути тоже является многочастотным радиотелескопом, получающим двумерное изображение Солнца – радиогелиографом.

Результаты наблюдений на макете многочастотного радиогелиографа приведены в гл. 5. Основная цель макета заключалась в отработке технических решений радиогелиографа. Кроме этого, данные, получаемые на пяти частотах 10-ти антенной решеткой, оказались пригодны для решения некоторых астрофизических задач. Был предложен метод оценки размера компактного источника вспышки без построения изображения. Метод

основан на предположении круговой симметрии источника. В этом случае вместо координат u, v можно рассматривать одну координату $\sqrt{u^2 + v^2}$ и аппроксимировать полученную одномерную зависимость, например, гауссовой кривой. Такая оценка справедлива для источников с размером меньше ширины ДН, поэтому ее можно использовать и в случае хорошего заполнения uv -плоскости. Нижний предел размеров $2 - 4''$ обусловлен тем, что величина отклика на такой источник уже не зависит от базы в пределах отношения сигнал/шум. Оценка размеров источников вспышки 7 марта 2011 г позволила оценить яркостные температуры источника вспышки на различных частотах. В работах (С. Лесовой, Алтынцев, Иванов и др., 2011), (S. Lesovoi, A. Altyntsev, Ivanov и Gubin, 2011), (S. V. Lesovoi, A. T. Altyntsev и др., 2012) показано, что при совместном анализе данных микроволн и жесткого рентгеновского излучения различные участки временных профилей вспышки интерпретируются по-разному в зависимости от поведения размеров микроволновых источников. Кроме оценки размеров микроволновых источников можно оценить смещение центра яркости событий с тонкой временной структурой. Чтобы избежать неоднозначности, можно использовать изменение во времени фаз функций видности самых коротких интерференционных баз. В работе (S. V. Lesovoi, A. T. Altyntsev и др., 2012) показано, что такие смещения уверенно фиксируются на различных частотах.

Глава 1

Модернизация Сибирского солнечного радиотелескопа

1.1 Аддитивно-корреляционный режим работы ССРТ

Способ формирования изображения ССРТ является уникальным. Используются зависимость углового положения главного лепестка диаграммы направленности (ДН) от частоты и вращение ДН вместе с Землей. Это позволяет относительно простым способом получить изображение Солнца за счет прохождения его через веерную ДН. В качестве приемного устройства необходимо использовать анализатор спектра. В каждом канале анализатора спектра формируется отклик антенной решетки на определенной частоте. Зависимость углового положения ДН от частоты приводит к так называемому частотному сканированию — отклику на распределение интенсивности радиоизлучения по углу. Формирование «карандашной» ДН осуществляется путем синфазно-противофазной модуляции. Регистрируются в смежные моменты времени сумма и разность сигналов от плеч интерферометра Восток-Запад E_{ew} и Север-Юг E_{ns} . При детектировании этих

сигналов знак перекрестного произведения $E_{ew}E_{ns}$ меняется, а знаки при интенсивностях остаются неизменными. При вычитании продетектированных сигналов интенсивности уничтожаются и остается только перекрестное произведение — корреляционный сигнал, пропорциональный свертке «карандашной» ДН с распределением интенсивности по углу. В каждый момент времени регистрируется сигнал в узкой полосе частот $\approx 2\%$, пропорциональный распределению интенсивности по углу — частотный скан. Такой скан можно представить в виде суммы откликов двухэлементных интерферометров, подобно тому, как представляют сигналы, полученные в системах апертурного синтеза. Такое представление позволяет понять ограничения при измерении ДН и при получении изображения, обусловленные неидеальностью приемного тракта ССРТ. Время, необходимое ССРТ для формирования полного двумерного изображения, определяется угловым размером Солнца, скоростью вращения Земли и временем наблюдений — углом между направлением видимого смещения Солнца и проекциями антенных баз ССРТ. Это время не менее 2-х минут. Для наблюдения медленно меняющейся компоненты солнечного радиоизлучения этого достаточно, но для исследования вспышек и быстропротекающих процессов необходимо время формирования изображения менее 1 с. В работе (S. Lesovoy, A. Treskov и T. Treskov, 1999) было предложено использовать гибкость акустооптического приемника ССРТ для регистрации одновременно одномерных откликов от линейных интерферометров ССРТ и суммарный отклик интерферометров ВЗ и СЮ, содержащий взаимную мощность ВЗ и СЮ для формирования двумерного изображения. Таким образом за счет незначительного уменьшения чувствительности в $\sqrt{2}$ удалось совместить наблюдения быстрых процессов и двумерного распределения яркости по диску Солнца. Результаты наблюдений в этом режиме рассматриваются в главе 4. Возможности модернизированного ССРТ описаны в (Zandanov, A. T. Altyntsev и S. V. Lesovoi, 1999), (V. V. Grechnev, A. T. Altyntsev и др., 1999), (V. Grechnev, S. Lesovoi, Smolkov и др., 2003), (A. Altyntsev, N. Kardapolova, A. Kuznetsov, S.

Lesovoi, Meshalkina, Sych и др., 2004), (Borovik и др., 2005), (V. V. Grechnev, A. M. Uralov и др., 2006).

1.2 Представление ДН ССРТ в виде суммы гармоник, аналогично системам апертурного синтеза

ССРТ, фактически, является фазированной антенной решеткой. Поэтому ДН ССРТ обычно рассматривается в области углов. Однако, для ясного понимания того, как особенности приемного тракта ССРТ влияют на предельно достижимые параметры, ДН полезно представить в виде суммы пространственных гармоник (S. Lesovoy, 2002), аналогично системам апертурного синтеза. Для этого запишем отклик двухэлементного интерферометра в следующем виде:

$$K(\theta, \nu) \sim \cos \left(\frac{2\pi d\nu}{c} \cos \theta \right) \quad (1.1)$$

где d – база интерферометра, ν – частота, c – скорость света, θ – угол между осью интерферометра и направлением на источник. В малой окрестности $\Delta\theta$ направления на источник θ отклик двухэлементного интерферометра можно представить в следующем виде:

$$K(\theta, \Delta\theta, \nu) \sim \cos (\Omega (\theta) \nu - \Psi \Delta\theta) \quad (1.2)$$

где $\Omega (d, \theta) = \frac{2\pi d}{c} \cos \theta$, $\Psi = \frac{2\pi d\nu_0}{c} \sin \theta$, где ν_0 – центральная частота ССРТ. Другими словами, угол θ , под которым находится исследуемый объект, определяет период изменения отклика по частоте. Смещение по углу $\Delta\theta$ определяет фазу отклика. Независимость $\Delta\theta$ от частоты и угла обусловлена малостью $\Delta\theta$ и узостью полосы частот ССРТ (2% от центральной частоты) Таким образом, в частотной области отклик многоэлементного

интерферометра можно представить в виде суммы гармонических откликов двухэлементных интерферометров. Отсюда сразу следует, что искажения в АЧХ приемного тракта переходят в пространственные искажения изображения. Более того, искажения в АЧХ приводят к тому, что ДН не описывается аналитической функцией и ее вид зависит от углового положения источника. А это ведет к тому, что изображение, полученное ССРТ, не описывается сверткой ДН с распределением яркости по углу.

1.3 Определение ДН ССРТ по изображению Солнца, содержащего компактные источники

1.3.1 Отклик ССРТ в Т-конфигурации

ССРТ – крестообразный интерферометр, это значит, что uv -плоскость ССРТ заполняется с двойной избыточностью. Например, любой паре антенн из плеч запад и юг, можно сопоставить пару антенн из плеч север и восток, составляющих такую же антенную базу, и т.д. Разница между измеренными видностями следует только из различий в коэффициентах передачи антенн и формирования знака фазовой ошибки. Если для пары запад-восток падающий волновой фронт достигает сначала антенну западного плеча, то для аналогичной базы север-восток, фронт достигнет сначала антенну северного плеча. Это приводит к тому, что каждой точке uv -плоскости соответствует сумма видности, полученной данной парой антенн и сопряженной видности, полученной эквивалентной парой антенн. Если ССРТ используется в Т-конфигурации, например запад-восток-юг, то каждой точке uv -плоскости соответствует только видность, полученная одной парой антенн. Это значит, что усредняя фазовую составляющую uv -плоскости отклика по направлению, вдоль которого меняются индексы антенн восток-запад, мож-

но получить оценку распределения фазовых ошибок по антеннам южного плеча при условии, что фаза искомым видностей слабо меняется. Последнее выполняется в случае наблюдения компактного источника, помещенного в центр поля зрения. Последовательно наблюдая компактный источник различными Т-конфигурациями, можно оценить фазовые ошибки всех антенн ССРТ. Такой подход использовался для фазирования ССРТ по данным акустооптического приемника. Достигнутая точность определения фазовых ошибок была около 10 градусов. Это согласовывалось с возможностями внесения в волноводный тракт ССРТ корректирующих вставок, изменяющих фазу минимум на 5-10 градусов. Но для получения изображений Солнца, содержащих яркие области и солнечный диск, такой точности недостаточно. Необходимо использовать не аппаратные средства, а методы обработки данных.

1.3.2 Определение ДН ССРТ по анализу боковых лепестков отклика на компактный источник

Двумерное изображение, получаемое ССРТ, может быть представлено в виде свертки распределения интенсивности по углу с ДН, формируемой антенной решеткой и приемным трактом (S. Lesovoy, 2002):

$$I(x, y) = \left(\int B(\alpha, \beta) K(x - \alpha, y - \beta) d\alpha d\beta + N \right) F(x, y) + N_q, \quad (1.3)$$

где $K(x, y)$ – ДН ССРТ, N – аддитивный шум приемной системы, $F(x, y)$ – передаточная функция анализатора спектра (геометрический шум), N_q – шум квантования, $B(x, y)$ – действительное распределение интенсивности радиоизлучения по углу. Влияние приемного тракта и регистрирующей аппаратуры учтено добавкой шума и умножением на передаточную функцию. Зададим отклонение реальной ДН от идеальной отличием в уровнях и знаках боковых лепестков. Допустим, что отклонение реальной ДН от идеальной задается сверткой идеальной ДН с набором дельта-функций располо-

женных в местах, соответствующих положению боковых лепестков. Каждая из дельта-функций характеризуется амплитудой и знаком. Другими словами, мы задаем отклонение ДН в виде набора гармонических возмущений в спектре ДН – амплитудно-фазовом распределении по апертуре радиотелескопа. Тогда

$$I(x, y) = \left(\int B(x, y) * [K_0(x, y) * \delta K(x, y)] + N \right) F(x, y) + N_q, \quad (1.4)$$

где $K_0(x, y)$ – идеальная ДН. Определив набор таких дельта-функций $\delta K(x, y)$ и выполнив преобразование Фурье, можно получить ошибки в амплитудно-фазовом распределении, приводящие к искажениям ДН. Полученное распределение можно использовать для коррекции «грязного» изображения перед применением алгоритма CLEAN. Отметим, что «грязное» изображение нельзя привести к виду $B(x, y) * K(x, y) + N$ даже если $\delta K(x, y)$ известна точно. Определим требования к точности амплитудно-фазовых возмущений в приемном тракте ССРТ, принимая во внимание динамический диапазон результирующего изображения и отношение яркостных температур солнечного диска и активных областей. Общепринято, что динамический диапазон изображения 10^2 приемлем для восстановленного изображения. В данном случае под динамическим диапазоном мы подразумеваем остаточный уровень боковых лепестков, которые не удастся удалить во время чистки. Типичные яркостные температуры компактных источников радиоизлучения на рабочей длине волны ССРТ $10^6 - 1.5 \times 10^6 K$. Яркостная температура солнечного диска на этой же длине волны $1.6 \times 10^4 K$. Очевидно, что при таком исходном контрасте, остаточный уровень боковых лепестков 10^2 неприемлем для данной длины волны, потому что он сравним с уровнем спокойного Солнца. Поэтому мы выберем динамический диапазон равным 10^3 . В этом случае остаточный уровень боковых лепестков $10^6 - 1.5 \times 10^6 K$ для типично активной области близок к чувствительности ССРТ $0.8 \times 10^3 K$. Для определения требуемой точности амплитудно-фазового распределения мы используем следующие простые рассуждения. Пусть необходимо вос-

становить точечный источник. При применении CLEAN можно использовать один шаг с параметром усиления равным 1. Отметим, что мы знаем «грязную» ДН с конечной точностью в окрестности бокового лепестка с номерами n и $-n$. Иными словами, амплитудно-фазовое распределение антенной решетки известно с точностью до гармонических возмущений фазы и амплитуды:

$$\phi(n, k) = \phi_n \sin(2\pi k(n+1)/M), A(n, k) = A_n \cos(2\pi k(n+1)/M). \quad (1.5)$$

Здесь n - номер лепестка, k - номер антенны, M - общее число антенн. Очевидно, что $\phi(n, k)$ и $A(n, k)$ вносят нечетные и четные возмущения в реальную ДН. Суперпозиция таких возмущений определяет общее отличие реальной и идеальной ДН $\delta K(x, y)$ в уравнении (1.4). Оценим влияние этих искажений на изображение. Если фазовые флуктуации измеряются в радианах, а амплитудные в относительных единицах, то нормализованная разность между идеальной и искаженной ДН равна величине возмущения, умноженной на 0.5. Пропорциональность остается, пока искажения фазы не превышают 0.3 радиана (15°). Таким образом, чтобы определить отклонение «грязной» ДН от идеальной в окрестности только одного бокового лепестка, необходимо задать как фазовое, так и амплитудное искажение. Для динамического диапазона 10^3 отклонение не должно превышать 0.1% по амплитуде и 0.057° по фазе. Отметим, что это очень высокая точность. Практически ее нельзя достичь путем юстировки антенно-фидерного тракта ССРТ. Юстировка сводится к коррекции длин волноводов, соединяющих сигналы от всех антенн в одной точке. Точность коррекции можно оценить из того, что 1 мм геометрической длины волновода соответствует 6° фазы на рабочей длине волны ССРТ 5.2 см. Поэтому единственный путь коррекции или измерения амплитудно-фазового распределения – анализ изображений, полученных ССРТ.

Здесь рассматриваются два способа коррекции амплитудно-фазового распределения по результату анализа изображения. Первый: интегриро-

вание спектра изображения по направлению, соответствующему проекции искомой базы. Второй: итеративная процедура коррекции путем внесения гармонических возмущений в амплитудно-фазовое распределение для компенсации искажений ДН. Процедура состоит из следующих шагов. Компактный яркий источник выбирается в качестве центра системы координат. Измеряются уровень и асимметрия боковых лепестков в заданном диапазоне их номеров. Асимметрия и уровень боковых лепестков корректируются на каждом шаге путем внесения синусного и косинусного возмущения в фазу и амплитуду спектра изображения. Итерации заканчиваются после достижения заданного количества шагов или после того, как разница в боковых лепестках на смежных шагах не превышает уровня шума изображения. Практика показывает, что процедура устойчива при шаге фазового возмущения не более 0.5° и шаге амплитудного возмущения не более 0.1%. В этом случае требуются около 100 шагов для коррекции амплитудно-фазового распределения. Уменьшение величины шага приводит к более высокой точности, но требует, очевидно, большего количества шагов. Распределение, полученное первым способом, используется обычно только как первое приближение для итерационной процедуры или для коррекции геометрической длины волноводов. В некоторых случаях в качестве первого приближения используется распределение, полученное из анализа предыдущего изображения. Если изображение содержит несколько ярких источников, боковые лепестки отклика на один из источников перекрываются с боковыми лепестками других откликов. В этом случае гармонические возмущения в итерационной процедуре можно вносить вручную. Это требует определенного навыка. На рисунках 1.1 и 1.2 показаны исходное изображение Солнца, полученное ССРТ и изображение после коррекции амплитудно-фазового распределения, полученного из исходного изображения.

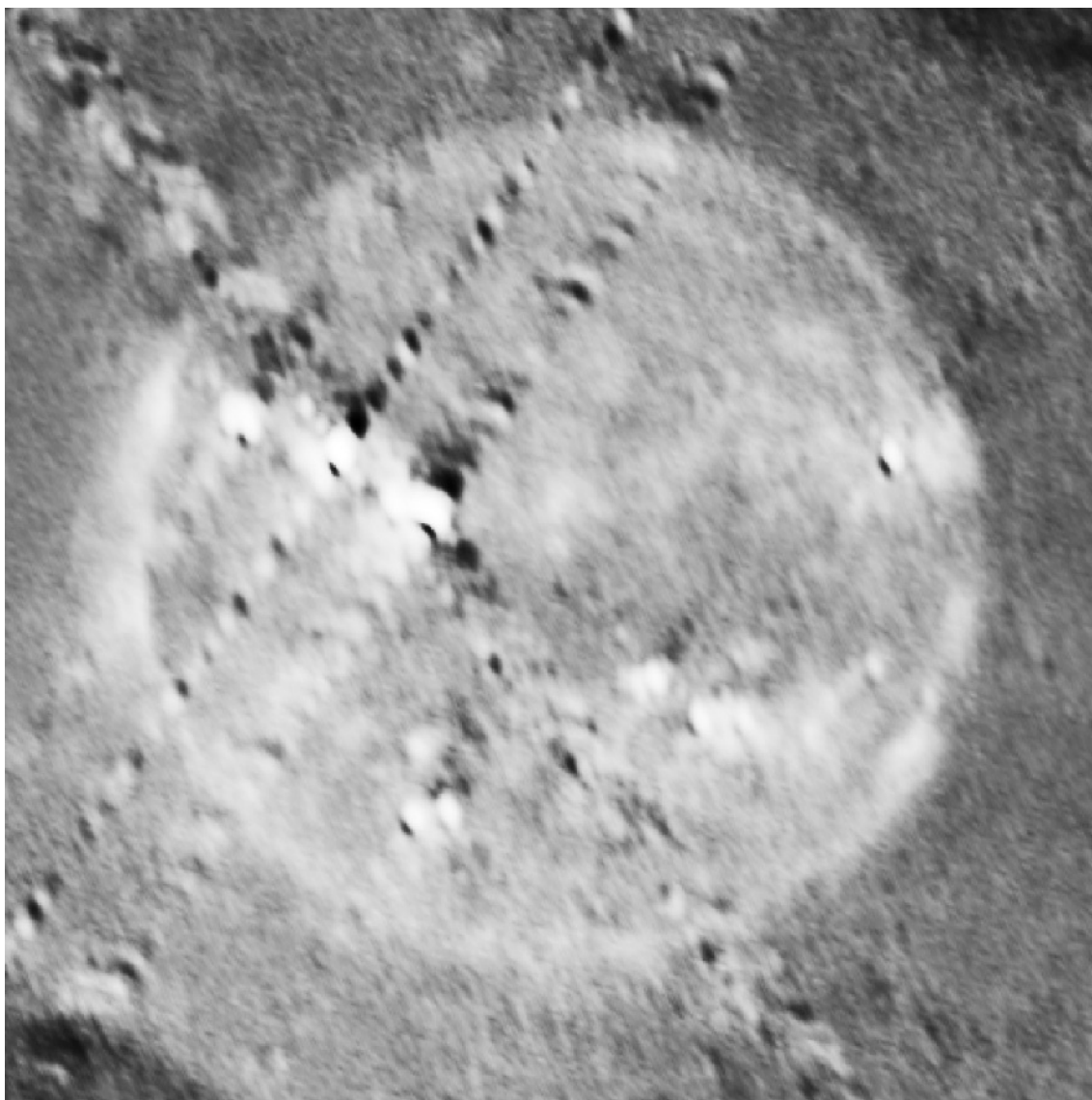


Рис. 1.1: Исходное изображение Солнца, полученное ССРТ на частоте 5.73 ГГц. Яркие компактные источники позволяют получить амплитудно-фазовое распределение антенной системы ССРТ из анализа этого изображения.

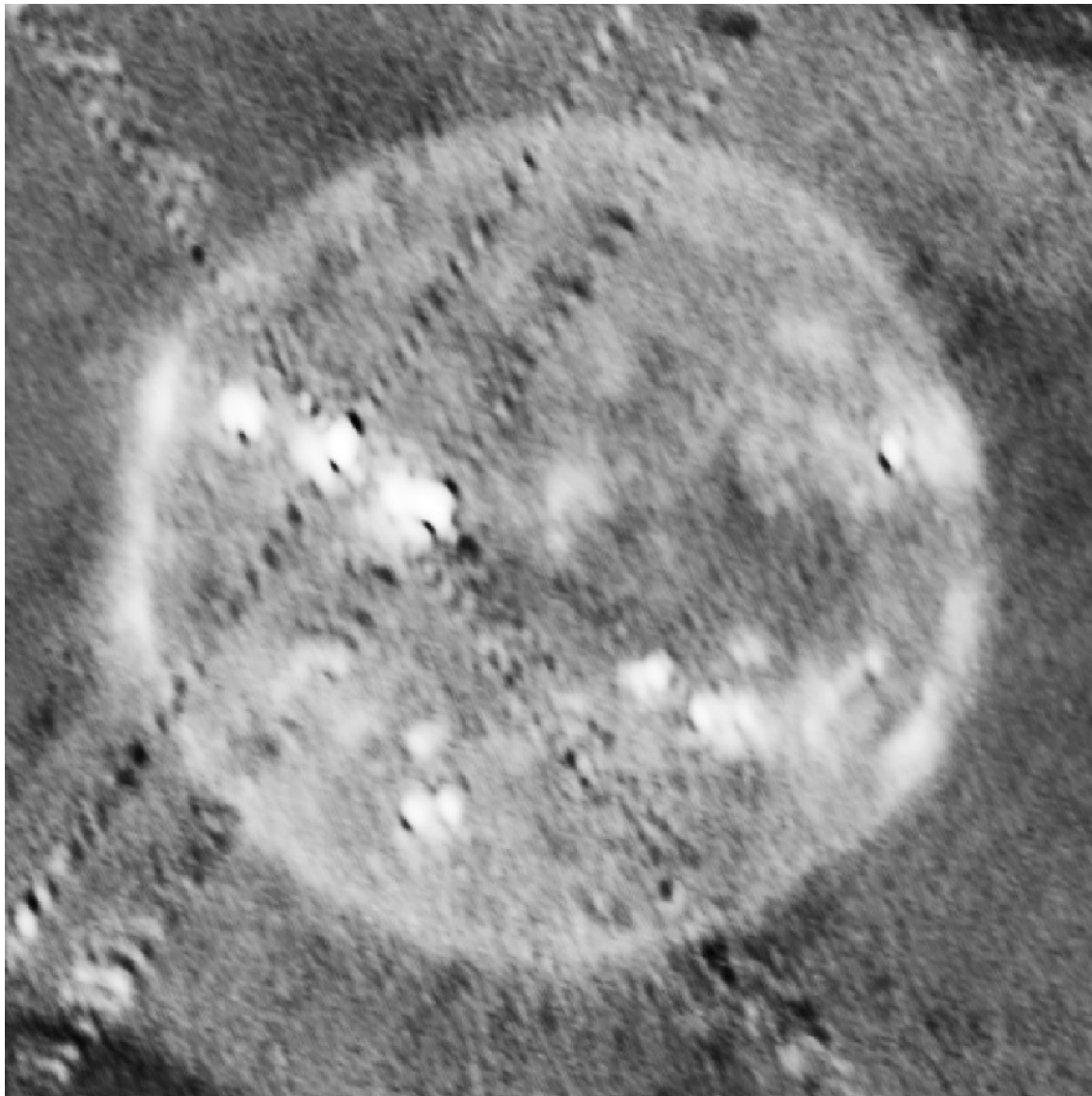


Рис. 1.2: Изображение Солнца после коррекции амплитудно-фазового распределения по антеннам, полученного из анализа изображения на рисунке 1.1.

1.4 Применение алгоритма CLEAN к изображениям ССРТ

Чтобы сформулировать задачу чистки (реконструкции) изображения, представим изображение в дискретной форме. Пусть аддитивный шум отсутствует и «грязное» изображение может быть представлено в виде:

$$I_0(x, y) = B(x, y) * K(x, y), \quad (1.6)$$

где $B(x, y)$ -исходное распределение радиоярккости, $K(x, y)$ - ДН радиотелескопа. $B(x, y)$ может быть представлено в виде формы бесконечной суммы $B_1(x, y)$ модельных источников a_s имеющих различные координаты и амплитуды:

$$B(x, y) \approx B_1(x, y) = \sum_{s=0}^{\infty} a_s(x - x_s, y - y_s). \quad (1.7)$$

Определим относительно слабое ограничение на исходное изображение. Пусть пространственный спектр будет ограничен, иными словами – спадает к краю. Очевидно, что представление (1.8) может иметь неограниченную точность путем выбора соответствующего модельного источника. Ширина источника должна определяться шириной спектра всего изображения. В этом случае задача реконструкции изображения может быть сформулирована следующим образом: изображение $B_1(x, y)$ должно быть аппроксимировано множеством

$$B_2(x, y) = \sum_{s=0}^S a'_s(x - x_s, y - y_s), \quad (1.8)$$

содержащим S источников заданного размера, таким образом, чтобы их разность была меньше заданного порога:

$$\Delta B(x, y) = B_1(x, y) - B_2(x, y) = \sum_{s=0}^S (a_s - a'_s) + \sum_{s=S}^{\infty} a_s \leq Tr. \quad (1.9)$$

Так как уравнение (1.7) линейно, то мы можем представить, что источники под знаком суммы отсортированы по убыванию амплитуды. В этом случае

остаточный член в уравнении (1.9) может быть сделан сколь угодно малым. Тогда ошибка аппроксимации определяется только разностью $a_s - a'_s$, где $s = 0, 1, \dots, S$. Если изображение составлено из бесконечно узких – точечных источников (бесконечно высокое разрешение радиотелескопа), то единственной причиной ошибки аппроксимации будет шум. На практике разрешение всегда конечно, размеры источников тоже конечны. В этом случае яркость в данной точке изображения определяется в общем случае суперпозицией всех источников, составляющих изображение, т.е. является сверткой распределения радиояркости с ДН радиотелескопа. ДН практически всегда характеризуется наличием боковых лепестков – побочных интерференционных максимумов и не является аналитической функцией. Наличие боковых лепестков обусловлено ограниченностью спектральной чувствительности и «дырами» в uv-плоскости радиотелескопа. Изображения, содержащие боковые лепестки, подлежат восстановлению, например, процедурой CLEAN. Очевидно, что такая процедура во-первых предполагает известной с высокой точностью функцию $K_0(x, y)$, во-вторых, реконструкция должна начинаться с самых ярких источников, иначе влияние их побочных максимумов приведет к большим ошибкам. Наконец, нужно иметь в виду, что алгоритм CLEAN некорректен в случае протяженных источников. Для таких источников яркость в данном месте определяется в основном вкладом источников, расположенных в других местах. Значение, получаемое на каждом шаге реконструкции, несет мало информации об исходном значении яркости. Решение становится неустойчивым при большом шаге усиления. Устойчивость решения достигается уменьшением усиления и увеличением количества шагов так, чтобы изменения яркости реконструируемого источника изменялись при некотором числе шагов незначительно – т.е., решение слабо зависит от числа шагов. И наоборот, результат очень сильно зависит от числа шагов при неустойчивом решении. Проблема реконструкции, сформулированная в (1.8, 1.9) для изображений, полученных ССРТ, может быть решена с помощью CLEAN. Однако возникают две серьезные пробле-

мы.

Первая заключается в определении $K_0(x, y)$. Пути определения этой функции были рассмотрены выше. Вторая проблема – реконструкция протяженных областей – заключается в следующем. Так как протяженные источники включают в себя большое количество точек, то значительно увеличивается время реконструкции. Затраты времени обусловлены в основном двумя факторами: первый – это необходимость сдвига ДН в нужную позицию, второй – это поиск следующего максимума в исходном изображении. Практика показывает, что если CLEAN используется без усилий по ускорению вышеуказанных операций, то они занимают около 90% времени реконструкции. Еще одна проблема – реконструкция протяженных областей требует уменьшения усиления на каждом шаге. Соответственно, увеличивается число шагов и общее время реконструкции. Следующие приемы были использованы при реконструкции изображений ССРТ. Процедура сдвига ДН явно не производится. Фактически даже алгоритм Кларка (Clark, 1980), не приложим к данной задаче с точки зрения производительности. Восстановленное изображение может содержать до 5×10^4 точек. Такое число преобразований Фурье для массива 512×512 требует значительного времени, поэтому используется амплитудная фильтрация. Большая часть значений двумерной ДН крестообразного интерферометра равны 0 или близки к 0. Поэтому ДН фильтруется по заданному уровню и используются только значения превышающие заданный уровень. Значения каждой точки ДН хранятся вместе с ее координатами. На каждом шаге реконструкции перед вычитанием каждой точки ДН из изображения, координаты точки вычисляются из ее исходных координат и координат текущего максимума. Это увеличивает время на доступ к каждой точке, но значительно уменьшает количество точек и приводит к повышению производительности.

Процедура поиска следующего максимума ускоряется за счет разбиения изображения на массивы меньшего размера – «локальные окна». В этом случае применяются несколько пороговых уровней, как признаков заверше-

ния определенного этапа реконструкции. Максимум ищется в текущем окне до тех пор пока не достигается заданный уровень. Затем следующий максимум ищется во всем исходном массиве. Границы окна выбираются так, чтобы найденный максимум был по центру окна. На практике размер окна выбирается не больше 9-15. Дальнейшее увеличение размера окна приводит только к увеличению времени реконструкции, но не к повышению качества изображения. С другой стороны уменьшение размера окна может ухудшить качество изображения, но не уменьшить требуемое время. Это ясно из предельного размера, равного 1. В этом случае поиск будет производиться по всему массиву, как будто окна нет. Для реконструкции протяженных областей целесообразно использовать «чистую» ДН в виде свертки некоторого модельного источника с идеальной ДН. Здесь возникает вопрос о зависимости размера модельного источника от восстанавливаемой области. Можно использовать априорную информацию о размере восстанавливаемой области и генерировать модель для каждой области. Однако это сопряжено с неоднозначностью определения размера протяженных областей, имеющих, как правило, сложную пространственную структуру. Более того, непрерывная генерация моделей увеличивает время реконструкции. Поэтому используется простое предположение о том, что размер модели увеличивается с уменьшением яркости области. В общем это так: яркие источники, как правило меньшего размера, чем слабоконтрастные структуры. Слабоконтрастные компактные структуры, например, яркие рентгеновские точки, – это исключение. Восстановление таких объектов указанным способом ухудшает пространственное разрешение. Но такие объекты можно исследовать и без восстановления. Таким образом, применение алгоритма CLEAN к данным ССРТ выглядит следующим образом. Исходное скорректированное (приведенное к свертке с идеальной ДН) изображение калибруется с использованием уровней неба и диска спокойного Солнца. Задаются промежуточные уровни яркостной температуры, которые используются как для завершения текущего этапа реконструкции, так и для перехода к следующей модели.

Для каждого уровня определяются размеры модельных источников, факторы усиления и пороговые уровни ДН. Затем выполняется CLEAN для данного уровня яркостных температур.

Было разработано три варианта реконструкции изображений ССРТ. В первом варианте задаются относительные пороговые значения активности, превышающие яркостную температуру диска спокойного Солнца. Алгоритм CLEAN выполняется только для источников, яркостная температура которых превышает заданные пороги. По окончании реконструкции к результату добавляется модельный диск. Во втором варианте задаются абсолютные значения порогов. В этом случае модельный диск не добавляется, но на реконструкцию требуется гораздо больше времени и большей точности определения амплитудно-фазового распределения (в первом случае остаточные отрицательные боковые лепестки не играют роли). Тем не менее, второй вариант предпочтителен с той точки зрения, что добавка модельного диска – это искусственная операция. Более того, во втором варианте не появляется нелинейность, связанная с отсечкой активности на некотором уровне, превышающем значение температуры диска Солнца. Используя второй вариант, можно естественным образом восстановить депрессии - участки с яркостной температурой ниже температуры спокойного Солнца. В третьем варианте реконструкции диск спокойного Солнца удаляется из изображения перед началом реконструкции. В этом случае, как и во втором, восстанавливаются яркие источники и депрессии. В этом варианте, в отличие от первого, не возникает проблем с восстановлением источников, находящихся вне солнечного диска. Требования к точности амплитудно-фазового распределения в этом случае такие же, как и для второго варианта. Затраты компьютерного времени в этом варианте, меньше, чем во втором режиме, но больше чем в первом. Оптимизация затрат времени достигается выбором отсечек уровней активности и депрессий. Рисунок 1.3 показывает изображение, восстановленное первым способом из изображения, показанного на рисунке 1.2. Максимальная яркостная темпе-

ратура 1.3×10^6 К, уровень отсечки 10^3 К над уровнем спокойного Солнца.

На рисунке 1.4 показано изображение с помощью третьего варианта реконструкции. Сравнение рисунков 1.3 и 1.4 показывает, что отличаются только области с яркостной температурой ниже уровня спокойного Солнца и области вблизи лимба. Так как оба эти изображения были получены с использованием одной и той же ДН, то следует ожидать более существенных искажений, связанных с конечной точностью знания ДН, на рисунке 1.4. Такой способ восстановления требует большей точности в определении $\delta K(x, y)$ и большего компьютерного времени. Поэтому в качестве рутинного способа реконструкции был выбран первый вариант без восстановления депрессий.

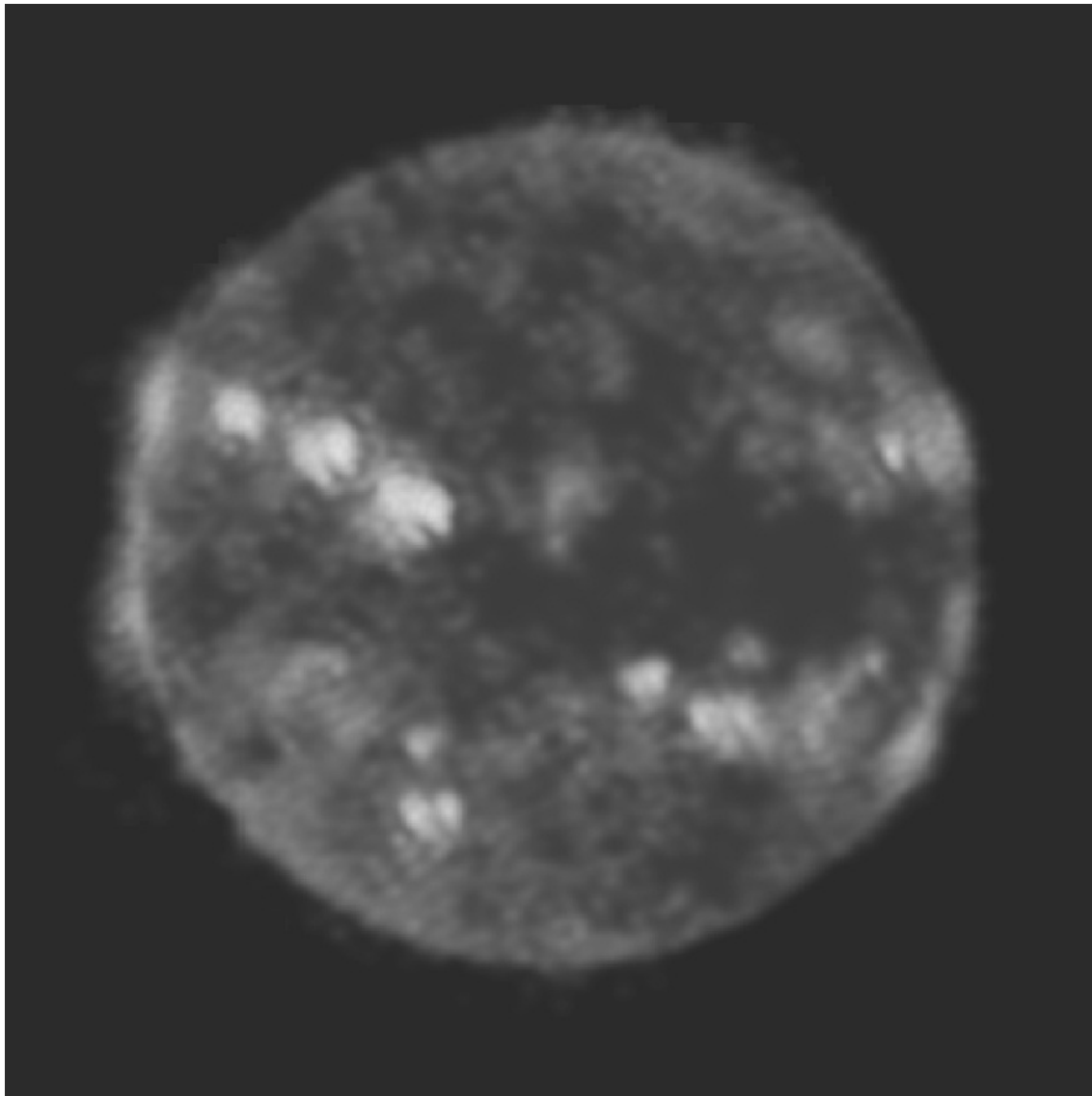


Рис. 1.3: Изображение Солнца, восстановленное с использованием порогов активности, превышающих яркостную температуру диска спокойного Солнца, из изображения на рисунке 1.2.

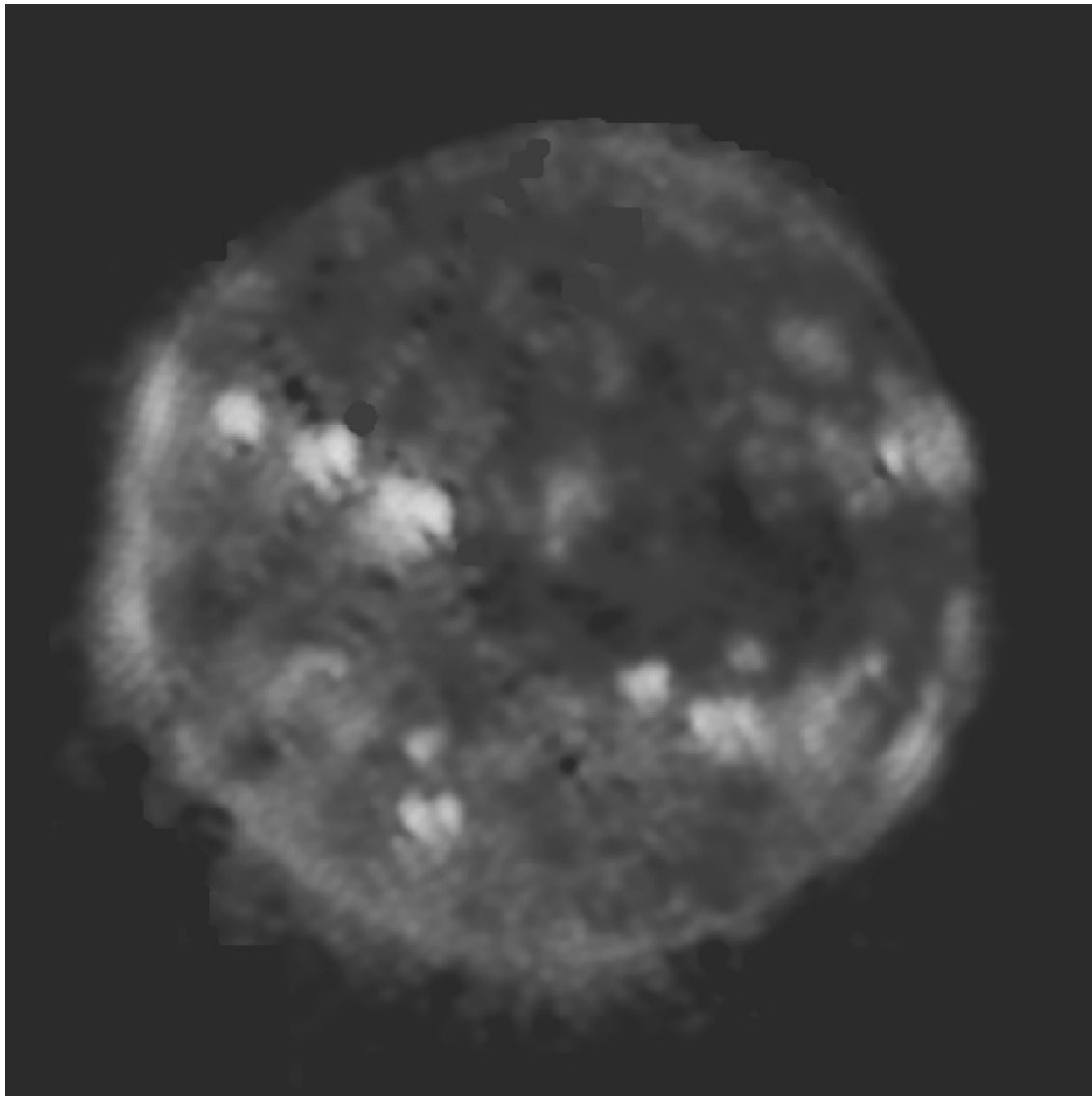


Рис. 1.4: Перед восстановлением этого изображения из исходного изображения (рисунок 1.2) был удален диск спокойного Солнца. Восстанавливались активность и депрессии.

Глава 2

Макет многочастотного радиогелиографа

2.1 Причины преобразования ССРТ в широкополосный радиотелескоп апертурного синтеза

Задачи солнечно-земной физики сегодня определяют требования к инструментам. Одной из самых важных задач является измерение корональных магнитных полей. Это возможно сделать методами радиоастрономии при условии наблюдений одновременно с пространственным и спектральным разрешениями. Можно сказать, что требуется двумерная спектроскопия. По оценке спектров излучения в каждой точке Солнечного диска можно, подразумевая гирорезонансный механизм излучения, измерить напряжённость магнитного поля. Для измерения спокойных областей временное разрешение не требуется. С другой стороны, такие задачи, как исследования вспышек и выбросов корональной массы, требуют временного разрешения порядка 1 с для совместимости радиоданных с данными инструментов, установленных на спутниках. Таким образом, современный наземный

солнечный радиотелескоп должен сочетать в себе способность получения изображения со спектральным и временным разрешением. Конструкция ССРТ не позволяет это сделать без изменения принципа построения изображений и без полной модернизации приемного тракта. ССРТ получает изображение за счет вращения Земли в окрестности рабочей частоты (полоса частот около 2%). Это определяет временное разрешение в 2-3 минуты и монохроматичность инструмента. Реализация требуемых параметров нового солнечного радиотелескопа возможна только при изменении принципа получения изображения на апертурный синтез и замены антенной системы и приемного тракта на широкополосные.

В мире существует несколько проектов солнечных радиотелескопов следующего поколения, однако ни один из них еще не реализован. В китайской провинции Внутренняя Монголия сооружен Китайский спектральный радиогелиограф CSRH (Chinese Spectral Radioheliograph), более известный как MUSER (MingantuU SpEctral Radioheliograph) (Т.Ж. Cornwell, Golap и Bhatnagar, 2005). Диапазон рабочих частот CSRH 0.4-15 ГГц, антенная решетка содержит 40 антенн для диапазона частот 0.4-2 ГГц и 60 антенн для диапазона 2-15 ГГц. Пространственное разрешение до 1.4'' на частоте 15 ГГц. Временное разрешение до 0.1 с. Спектральное разрешение до 128 каналов. Динамический диапазон изображения 25 дБ. В настоящее время CSRH работает только в режиме спектрометра. Американский проект Expanded Owen Valley Solar Array (EOVSA) был протестирован в диапазоне 1-9 ГГц и сейчас находится в регулярных наблюдениях в диапазоне рабочих частот 2.5-18 ГГц. Спектральное разрешение 4096 каналов (полоса частот канала до 122 КГц). Временное разрешение до 0.68 с. Антенная система: 5 антенн с экваториальной монтировкой, 8 антенн с альт-азимутальной монтировкой и две антенны диаметром 27 м с экваториальной монтировкой для калибровок. Угловое разрешение до 3'' на частоте 18 ГГц. EOVSA один из первых проектов солнечных радиотелескопов следующего поколения, данные которого уже использовались для публикаций. По данным те-

стовых наблюдений на EOVSA было подтверждено, что зебра-структуры в микроволновом диапазоне обусловлены механизмом двойного плазменного резонанса.

Макетирование радиогелиографа состояло из нескольких этапов. 10-антенный макет (С. Лесовой, Алтынцев, Занданов и др., 2007), (S. V. Lesovoy и др., 2009), (С. Лесовой, Иванов, Алтынцев, Губин и Занданов, 2008), (S. V. Lesovoi, A. T. Altyntsev и др., 2012), был предназначен для проверки методов передачи сигнала от антенн к рабочему зданию, алгоритмов компенсации геометрических задержек и определения размеров источников. Затем был создан 96-антенный макет, работающий в полосе частот 4-8 ГГц (С. Лесовой, Иванов, Алтынцев, Губин и Муратова, 2010), (S. Lesovoi, A. Altyntsev, Ivanov и Kashapova, 2013), (Sergey V. Lesovoi и др., 2014), (С. Лесовой и Алтынцев, 2014). На этом макете проверялись способы построения изображений и проводились регулярные наблюдения. Радиогелиограф на базе ССРТ отличается от вышеперечисленных проектов прежде всего количеством антенн, соответственно – чувствительностью. Антенная решетка радиогелиографа состоит из 96-ти антенн, расположенных на трех антенных лучах ССРТ: Запад, Восток, Юг и представляет собой Т-образную конфигурацию. Минимальное расстояние между антеннами определяется расстоянием между антенными постами ССРТ - 4.9 м.

По мере удаления от центра решетки расстояние между соседними антеннами увеличивается. Это сделано для того, чтобы одновременно сохранить пространственное разрешение и способность получать изображение диска Солнца. Общее число антенных постов ССРТ в трех лучах – 192. Антенны гелиографа занимают только половину из этого числа. Для того, чтобы проводить калибровку радиогелиографа по сигналу от Солнца, предусмотрена избыточность интерференционных баз в данной антенной конфигурации - для каждого расстояния между ближайшими антеннами имеется несколько комбинаций пар антенн. Общее число баз 96-антенного радиогелиографа – 4560, из них 2512 баз являются одномерными. Точнее

говоря, 2016 интерференционных баз для плеча Запад-Восток и 496 баз для Юга. Одномерность в данном случае значит, что базы отличаются только длиной, а не направлением. Такие наборы интерференционных баз используются для калибровки комплексных коэффициентов передачи антенн радиогелиографа. Основываясь на том, что отклики от одинаковых баз должны быть равны, можно решать соответствующие системы линейных уравнений методом наименьших квадратов. Только 4 базы южного луча и 11 из направления Запад-Восток не являются избыточными. Число двумерных неизбыточных баз равно 2048. Каждая из таких интерференционных баз содержит одну антенну из южного луча и другую из плеча Запад-Восток. Неоднородная решетка, кроме потери пространственного разрешения относительно эквидистантной решетки, имеет повышенный отностительный уровень боковых лепестков, удаленных от главного лепестка. Уровень боковых лепестков ДН для обеих типов решеток сравним только в окрестности главного лепестка. Для наблюдения звездных объектов это не представляется проблематичным, но для наблюдения Солнца повышенный уровень дальних боковых лепестков является проблемой, которая может ограничить динамический диапазон результирующего изображения. Особенно остро эта проблема может быть в диапазоне частот около 6 ГГц, где контраст между протяженными источниками микроволнового излучения очень высок, например, волокнами и источниками над пятнами. В этом случае уровень дальних боковых лепестков может превышать уровень отклика от протяженного источника. Удаление дальних боковых лепестков из изображения сложнее, чем удаление боковых лепестков из окрестности главного лепестка, потому что компенсация дальних боковых лепестков ДН требует более высокой точности вычислений и более точных данных об инструментальных ошибках.

2.1.1 Требования к солнечному радиотелескопу нового поколения

Солнце – сложный объект для наблюдений. Пожалуй, единственным моментом, облегчающим создание солнечного радиотелескопа, является относительно большая мощность радиосигналов от Солнца на орбите Земли. Это снижает требования к чувствительности солнечного радиотелескопа относительно аналогичного требования к звездным или внегалактическим радиотелескопам. Но и этот момент не является безусловным. Как будет подробнее показано ниже, для калибровок солнечного радиотелескопа желательно использование чувствительных приемников. Сложность наблюдений Солнца заключается в его противоречивых характеристиках: Солнце – весьма протяженный объект, но содержит массу деталей, размеры которых составляют доли процента от общего размера Солнца. Для получения мгновенных изображений Солнца необходимо совместить широкое поле зрения с высоким угловым разрешением. Это возможно только с использованием апертурного синтеза – нужно создать радиотелескоп, содержащий большое количество антенн малого диаметра. Так как Солнце протяженный источник, необходимо иметь в виду предельные угловые размеры, для которых действительны приближения, положенные в обоснование апертурного синтеза. Из общего выражения для видности, измеряемой интерферометром (Thompson, Moran и Swenson, 2001):

$$V(u, v, w) = \iint \frac{I(l, m, n)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} e^{-2\pi i(ul + vm + wn)} dl dm \quad (2.1)$$

следует, что связь видности с распределением яркости по углу $I(l, m)$ через двумерное преобразование Фурье возможна при условии малости n . Если положить $n = \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \approx \sqrt{1 - \theta^2} \approx 1 - \theta^2/2$, где θ – угол от направления на фазовый центр до направления на источник, то выражение 2.1 можно

записать в виде:

$$V(u, v, w) = e^{-2\pi i w} \iint \frac{I(l, m, n)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} e^{-2\pi i (ul + vm + w\theta^2/2)} dl dm \quad (2.2)$$

При условии, что w -компонента удовлетворяет соотношению:

$$w\theta^2 \ll 1 \quad (2.3)$$

обозначив $V'(u, v) = V(u, v) e^{-2\pi i w}$ 2.2 можно записать:

$$V'(u, v) = \iint \frac{I(l, m, n)}{\sqrt{1 - l^2 - m^2}} e^{-2\pi i (ul + vm)} dl dm \quad (2.4)$$

Компенсация геометрической задержки (w -компоненты) проводится для направления на центр Солнца, поэтому для источников на солнечных лимбах это условие может не всегда выполняться. Выражение 2.3 можно переписать в виде:

$$\theta_{max} < \sqrt{\frac{\lambda}{b_{max}}}, \quad (2.5)$$

где θ_{max} – максимально допустимое угловое положение источника, λ – рабочая длина волны, b – максимальная база интерферометра. Другими словами, максимальное отклонение источника от центра картографируемого поля должно быть меньше корня из углового разрешения в радианах. Для Сибирского радиогелиографа это требование выполняется почти во всем диапазоне рабочих частот. На самой высокой частоте $\theta_{max} \approx 14$ угловым минутам, что немного меньше солнечного радиуса. Это значит, что источники излучения на 24 ГГц, расположенные на солнечных лимбах, могут быть слегка размыты и сдвинуты от центра в радиальном направлении. При исследовании таких явлений, как корональные выбросы массы, источники излучения уходят далеко за лимб и в этом случае нужно всегда иметь в виду искажения, вызванные несоблюдением условия 2.3. Из выражения 2.3 следует так же и ограничение на максимальную базу солнечного интерферометра. Например для максимальной рабочей частоты СРГ $\nu_{max} = 24$ ГГц и углового диаметра Солнца $\Omega_{\odot} = 32'$ должно выполняться

условие $b_{max} < 4c/(\nu_{max}\Omega_{\odot}^2) \approx 600$ метров. Другими словами, если оставаться в пределах теоремы Ван Циттерта-Цернике, то пространственное разрешение интерферометра не может быть лучше, чем квадрат углового радиуса Солнца в радианах $\Omega_{\odot}^2/4 \approx 4''$. При синтезе изображений Солнца с более высоким угловым разрешением нужно использовать, например, алгоритм w-projection ((Yihua Yan и др., 2011)).

Еще одним ограничением на поле зрения является влияние мгновенной полосы рабочих частот на предельное угловое отклонение источника от фазового центра:

$$\theta_{max} \ll \frac{\nu}{\Delta\nu} \frac{\lambda}{b} = \frac{c}{b\Delta\nu} \approx \frac{1}{0.033b}, \quad (2.6)$$

где ν – рабочая частота, $\Delta\nu = 10$ МГц – мгновенная полоса частот приемника, c – скорость света, b – максимальная антенная база. При удалении источника излучения от фазового центра на солнечный диаметр, уменьшение отклика Сибирского радиогелиографа из-за полосы частот приемника будет в пределах 3 – 9% в зависимости от антенной решетки. Это значит, что при исследовании корональных выбросов массы необходимо учитывать зависимость $\text{sinc}(0.033b\theta)$, где θ – угловое расстояние до источника.

Следующим требованием к солнечному радиотелескопу является чрезвычайно высокий динамический диапазон изображений. Яркостная температура источников солнечного радиоизлучения меняется в пределах от тысяч К (волокно) до десятков миллионов К (импульсная фаза вспышки). Необходимость наблюдать одновременно холодные протяженные волокна, супергрануляцию и компактные очень горячие источники вспышечного излучения накладывает очень жесткие требования на динамический диапазон изображений, соответственно, на уровень фазового шума видностей, измеряемых радиотелескопом (Perley, 1989):

$$D_{image} = \frac{N_{eff}}{\Delta\phi}, \quad (2.7)$$

где N_{eff} – эффективное число антенн, $\Delta\phi$ – фазовый шум. N_{eff} может быть меньше полного числа антенн N . Например, в эквидистантных Т-

образных N -элементных решетках, сориентированных по сторонам света, для построения изображений используются только перекрестные видности, соответственно $N_{eff} = \sqrt{N_{EW}N_{NS}}$, а не $\sqrt{N(N-1)/2}$.

Высокий динамический диапазон изображений определяет требование к допустимой точности антенных баз – координат антенн. Традиционная в радиоастрономии методы повышения динамического диапазона изображений – самокалибровка ((T. Cornwell и Fomalont, 1989)) – доступен для солнечных радиотелескопов (M. V. Globa и S. V. Lesovoi, 2019). Но из-за сложности солнечного изображения и протяженности Солнца для высокой достоверности изображения необходимо сначала провести калибровку по избыточности или дискретным источникам. Калибровка коэффициентов передачи антенн по избыточности (Mariia Globa и Sergey Lesovoi, 2021) предполагает, что все избыточные базы равны, иначе образуются фазовые и амплитудные шумы, ограничивающие предельную точность калибровки. Требования к идентичности избыточных антенн баз ужесточаются в случае сильных фазовых наклонов в пространственном спектре Солнца. Например, во время вспышки, источник которой расположен на лимбе, фазовый наклон будет $\phi(u) = \pi u \Omega_{\odot}$, где $\Omega_{\odot}$ – угловой размер Солнца. Для динамического диапазона изображения 10^4 фазовый шум, вызванный неидентичностью избыточных антенных баз должен быть $\Delta\phi(u) < N/10^4 \approx 10^{-2}$. Соответственно, ошибка антенной базы, выраженной в длинах волн, должна быть $\Delta u < 10^{-2}/(\pi\Omega_{\odot}) \approx 0.3$. Другими словами, антенные базы должны быть идентичны с точностью до $\Delta b = \lambda/3$, где λ – рабочая длина волны. Для Сибирского радиогелиографа Δb меняется в пределах 4-16 мм в зависимости от максимальных рабочих частот каждой антенной решетки частот.

Калибровка комплексных коэффициентов передачи антенн солнечного радиотелескопа затруднена малыми размерами антенн и, как следствие, малой чувствительностью одной антенны. Использование известных компактных источников для калибровки антенн малого диаметра не представляется

возможным без охлаждения антенных приемников. Поэтому выбор метода калибровки сводится к выбору между самокалибровкой и избыточностью антенной решетки. Самокалибровка – модельно-зависимый алгоритм, что для столь сложного объекта как Солнце может приводить к низкой достоверности изображений. Поэтому рациональным представляется использование избыточных антенных баз (эквидистантной антенной решетки) для первичной калибровки, а самокалибровку использовать для достижения максимального динамического диапазона изображения. Охлаждение антенных приемников, обычное в звездной радиоастрономии, не применяется для солнечных радиотелескопов по причине относительно мощного солнечного сигнала. Тем более, что в случае апертурного синтеза, когда солнечный радиотелескоп состоит из сотен антенн малого диаметра, охлаждение каждого антенного приемника и обеспечение линейности в большом диапазоне входных сигналов представляет собой серьезную техническую проблему.

Однако, опыт радиотелескопа АТА ((Saint-Hilaire и др., 2012),(Welch и др., 2017)) говорит о том, что в случае решения такой проблемы, возможно успешно калибровать солнечный радиотелескоп по известным компактным источникам. АТА не является солнечным инструментом, наблюдения Солнца в широком диапазоне частот были использованы командой АТА только для демонстрации его возможностей. Охлаждение каждого антенного приемника позволило снизить шумовую температуру системы до 45 К, при относительно малом диаметре антенн в 6 м это позволило успешно откалибровать АТА во всем диапазоне рабочих частот.

Число антенн в эквидистантной решетке определяется требуемым угловым разрешением и минимальным шагом дискретизации пространственного спектра – аналог частоты Найквиста в теории обработки сигналов. Все выше отмеченные параметры солнечного радиотелескопа представлены в Таблице 2.1.

Таблица 2.1: Требования к солнечному радиотелескопу нового поколения

Параметр	Значение
Поле зрения	> 1 градуса
Пространственное разрешение	до нескольких угловых секунд
Калибровка коэффициентов передачи антенн	избыточность антенной решетки + самокалибровка
Чувствительность по спектральной плотности потока	до 10^{-3} сеп (возможность наблюдения микровспышек)
Чувствительность по яркостной температуре	до 10^3 К
Динамический диапазон входного сигнала	10^2 (10^4 по плотности потока)
Динамический диапазон изображения	$> 10^4$
Диапазон рабочих частот	$10 - 10^6$ МГц
Поляризация	обе круговые
Спектральное разрешение	до 1%

2.2 Антенны и аналоговые приемники много- частотного гелиографа

2.2.1 Широкополосные антенны

Антенны были разработаны специально для макета многочастотного радиогелиографа. Они состоят из металлического параболического рефлектора диаметром 1.8 м и рупорного облучателя, способного принимать одновременно обе линейные поляризации. Для преобразования линейных поляризаций в круговые используется квадратурный мост. В диапазоне частот 4-8 ГГц разница в коэффициентах передачи для левой и правой круговых поляризаций составляет несколько процентов. Рупорный облучатель более надежен с точки зрения жестких погодных условий, с другой стороны потери в рупорном облучателе меньше, чем, например, в синусном. Недостатком рупорного облучателя является смещение фазового центра с частотой. Однако в случае постоянной самокалибровки радиогелиографа смещение фазового центра менее критичный параметр, чем выход облучателя из строя за счет сильных перепадов температур. В диапазоне частот 4-8 ГГц КСВ облучателя не превышает 2.0, развязка между различными поляризациями не хуже 25 дБ. Усиление антенны в диапазоне частот 35.1-40.2. На каждой антенне устанавливается приемный модуль, содержащий квадратурный мост, коммутатор, усилители и оптический модулятор со схемой термостатирования.

2.2.2 Аналоговые широкополосные оптические линии

Для передачи сигналов от антенн к рабочему зданию используются аналоговые оптические линии с прямой модуляцией тока лазерного диода. Из-за малой эффективности такой модуляции потери на преобразование радиосигнала в оптический очень велики. Обычно они составляют 25-27 дБ. Для

компенсации этих потерь микроволновый сигнал на входе оптического модулятора должен быть усилен. Весьма важным является вопрос о динамическом диапазоне оптической линии. Диапазон изменений микроволнового сигнала по мощности на выходе антенны может превышать 20 дБ во время наблюдения вспышек. С учетом того, что чувствительность приемного канала одной антенны по плотности потока должна быть примерно 1 сеп, а плотность потока микроволнового излучения во время вспышки может достигать 10^3 сеп, требуемый динамический диапазон оптической линии должен быть не менее 30 дБ. Если динамического диапазона оптической линии будет недостаточно, то необходимо будет использовать управляемые аттенюаторы в антенных модулях. Это не только усложняет конструкцию, но и создает дополнительные проблемы с калибровкой. Все аттенюаторы обладают различными АЧХ для различных уровней ослабления и переключение уровня ослабления приводит к тому, что резко изменяется АЧХ всего приемного тракта. Для оптической линии типовое значение динамического диапазона третьего порядка, свободного от искажений, $SFDR_3 = 100$ дБ Гц^{2/3}. Тогда динамический диапазон для полосы частот 12 ГГц будет $SFDR_{3\Delta f} = SFDR_3 - 2/3 \cdot 10 \lg(4 \cdot 10^9) \approx 32$ дБ, а для полосы частот 3 ГГц ≈ 37 дБ. Отклик на спокойное Солнце для диапазона частот 3-24 ГГц меняется в пределах примерно 50 – 1000 с.е.п., чувствительность одного антенного канала меняется как 0.5 – 1.5 сеп. Значит, при таком динамическом диапазоне оптической линии возможно наблюдать события с потоком до $1.5 \times 10^3 - 2.3 \times 10^3$ с.е.п. Судя по статистике микроволновых всплесков, приведенной в (D. E. Gary и др., 2002), нет необходимости устанавливать в антенные модули управляемые аттенюаторы.

Один из источников фазовых ошибок радиосигнала, прошедшего через оптическую линию, – это некогерентность полупроводникового лазера и хроматическая дисперсия оптического волокна. Типичное значение ширины огибающей спектра полупроводникового лазера 0.5 нм. Типовое значение хроматической дисперсии волокна в окрестности длины волны

1310 нм – примерно 1 пс/(км нм). Длина оптической линии радиогелиографа – около 400 м, что дает ошибку в задержке около 0.2 пс. Фазовая ошибка на частоте 6 ГГц будет 0.5° , что является приемлемым. Другим источником фазовой ошибки является зависимость электрической длины волокна от температуры. Типовое значение изменения задержки в волокне с температурой равно 40-130 пс/(км $^\circ\text{C}$). Дневное изменение температуры в том месте, где расположен ССРТ, составляет около 20° . Учитывая, что изменению температуры подвергается только около 5 м оптического волокна, а остальная его часть скрыта в тоннеле, где температурных изменений в течение дня нет, получим изменение задержки за день около 10 пс. Это соответствует дневному дрейфу фазы примерно в 20° . Так как взаимная когерентность пары антенн определяется разностью их фаз, то дневной дрейф фазы взаимной когерентности будет на порядок меньше дрейфа на одной антенне. Такие малые и медленные изменения фазы поддаются калибровке, поэтому дополнительных мер по устранению влияния изменений дневной температуры не нужно.

2.2.3 Аналоговые приемники

Аналоговая часть приемника сигнала каждой антенны содержит преобразователь оптического сигнала в микроволновый – фотоприемник, усилитель и смеситель. Фотоприемник является фотодиодом, находящимся под обратным смещением. Чувствительность фотодиода в окрестности длины волны 1310 нм – 0.3 А/Вт, неравномерность АЧХ в рабочей полосе частот 4-8 ГГц. Для усиления микроволнового сигнала применяется усилитель, аналогичный усилителям антенного модуля. Однодецибелная компрессия усилителя наступает при мощности на выходе 18 дБм. Уровень входного сигнала смесителя – 15 дБм. Используется однополосный смеситель с подавлением зеркального канала. Рабочей является верхняя боковая полоса частот, уровень подавления зеркальной составляющей – не меньше 25 дБ. Диапазон

промежуточных частот – 10-30 МГц. Развязка между входами микроволнового сигнала и гетеродина – не менее 40 дБ, развязка между входом гетеродина и выходом промежуточной частоты – не менее 30 дБ. Так как АЧХ усилителя, установленного перед смесителем, обладает крутыми фронтами, то дополнительных фильтров перед смесителем устанавливать не нужно. Уровень сигнала гетеродина, при котором обеспечиваются параметры смесителя, равен 15 дБм. Поэтому сигнал гетеродина должен быть порядка 35 дБм. Это обеспечивается установкой мощного усилителя на выходе гетеродина. В качестве гетеродина используется генератор Agilent E8257D. Управление параметрами гетеродина осуществляется по сети Ethernet.

2.3 Цифровые приемники многочастотного радиогелиографа

2.3.1 Задача и структура цифрового приемника

Задача цифрового приемника – подготовить сигнал от каждой антенны так, чтобы можно было вычислить комплексную функцию взаимной когерентности каждой пары антенн в заданной полосе частот. После преобразования сигнала в цифровой вид необходимо сформировать полосу частот входного сигнала, вычислить автокорреляцию сигнала каждой антенны, скомпенсировать геометрическую задержку, возникающую за счет различных моментов времени достижения антенн волновым фронтом, сформировать комплексный сигнал, понизить разрядность сигнала до уровня, требуемого коррелятором. Каждый модуль цифрового приемника радиогелиографа обрабатывает сигналы от четырех антенн. Полоса частот цифрового фильтра 64-го порядка приемника – 17-27 МГц. Частота дискретизации 100 МГц выше значения, следуемого из критерия Найквиста. Это позволяет выбирать участок полосы частот там, где характеристика цифрового фильтра

ближе к идеальной. В то же время избыточная частота дискретизации позволяет частично скомпенсировать потери чувствительности коррелятора при уменьшении разрядности данных. Входными сигналами для цифрового приемника являются сигналы на первой промежуточной частоте IF_1 в полосе 10-50 МГц. Фильтр используется не только для формирования полосы частот, но и для компенсации задержки внутри периода дискретизации за счет изменения фазовой составляющей импульсной характеристики. Ниже будут сформулированы требования к шагу компенсации задержки исходя из отклика наименьших антенных баз. Выходной сигнал фильтра поступает на линию задержки с шагом, равным периоду частоты дискретизации, а затем на цифровой конвертор частоты. После переноса частоты в диапазон 1-11 МГц (IF_2) становится возможным понижение входной частоты коррелятора до 25 МГц, вместо 100 МГц частоты дискретизации, соответственно, снижаются требования к линиям передачи данных от цифровых приемников к коррелятору. Спектральное разрешение радиогелиографа (мгновенная полоса частот) составляет 10 МГц. Тактовая частота цифровых гетеродинов и частота дискретизации определяются одним сигналом, синхронизирующим работу всех цифровых приемников и коррелятора.. Синхронизация цифровых гетеродинов осуществляется манипуляцией сигналом частоты дискретизации: чтобы синхронно установить фазу всех цифровых гетеродинов равной 0, коррелятор устанавливает сигнал частоты дискретизации на определенное число тактов равным 0.

Так как используется свипирование, то число спектральных каналов ограничено только требуемым временным разрешением. При типовом времени накопления 0.1 с, временное разрешение для 100-канального приема будет 10 с. Для передачи данных цифрового приемника к коррелятору используются скоростные трансиверы, встроенные в ПЛИС, и кабельное решение PCI Express. Такой подход оставляет выбор между пакетной передачей данных и сплошным потоком. Пакетная передача более надежна, но требует большей производительности линии передачи данных. С дру-

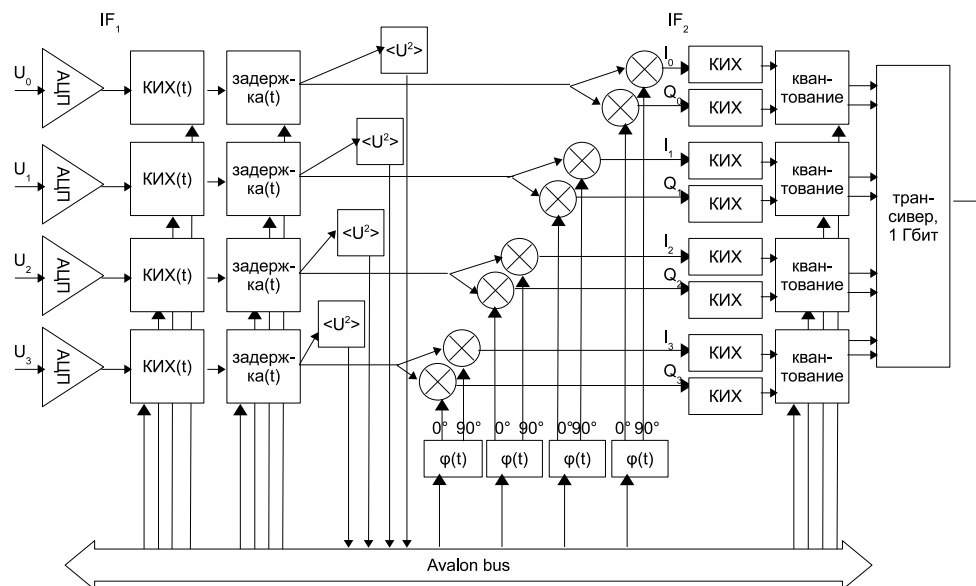


Рис. 2.1: Структура цифрового приемника.

гой стороны, практика показала, что после синхронизации трансиверов передача данных идет без сбоев. Архитектура приемной системы цифровые приемники-коррелятор очень проста и не требует маршрутизации. Поэтому применяется низкоуровневый протокол передачи данных, максимально использующий аппаратные ресурсы ПЛИС и кабельного решения PCI Express. Для передачи данных от четырех антенн при кодировке 8/10 скорость передачи данных от одного приемника – 1 Гбит в секунду. Для 96-антенной конфигурации общий поток данных на входе коррелятора равен 24 Гбит в секунду.

Функции цифрового приемника делятся между его аппаратной и программной частями. Формирование рабочей полосы частот, вычисление автокорреляции, дополнение сигнала до аналитического (IQ пара сигналов), уменьшение разрядности осуществляется аппаратно. Компенсация геометрической задержки, остановка интерференционных лепестков происходят под управлением программного обеспечения цифрового приемника. Логически, цифровой приемник – это периферийное устройство процессора Nios II, подключаемое к шине Avalon. Физически, данные от 4-х канального АЦП поступают на контакты ПЛИС. Логически, они поступают на вход пери-

ферийного устройства. Тактовые частоты АЦП, сопровождающие данные, используются для преобразования последовательных данных в параллельные. Результаты автокорреляции по прерываниям от цифрового приемника копируются в память процессора и передаются системе сбора данных по локальной сети. Обработанные сигналы каждой антенны передаются в коррелятор по кабелям PCI Express. Входной информацией для программного обеспечения цифрового приемника являются время, рабочая частота, номер антенны, солнечные эфемериды. Местоположение антенн определяется по их номерам, принятым для ССРТ. Моменты времени, когда вычисляются задержки и фазы, определяются фронтами и срезами сигнала коммутации поляризации. По изменению состояния сигнала поляризации формируется запрос на прерывание, и управление передается обработчику прерываний. За одно прерывание вычисляются параметры для одной антенны. Таким образом, компенсация задержки происходит для различных антенн в различные моменты времени. Частота коммутации поляризации обычно составляет десятки Гц, поэтому разнос во времени моментов компенсации не сказывается на результате. Значения автокорреляции необходимы для определения функций видности. Постоянные инструментальные задержки, обусловленные различными длинами линий передачи сигнала, должны быть скомпенсированы до моментов вычисления функций видности. Такие задержки образуются в основном из-за различных геометрических и электрических длин оптических кабелей. Даже при одинаковой геометрической длине электрические длины оптических волокон могут быть различны из-за неоднородностей показателя преломления. Практика показывает, что при общей длине оптического кабеля около 500 м, разница в электрических длинах может быть эквивалентна нескольким метрам.

При вычислении кросс-корреляционных функций сигналов, представленных малым числом разрядов, эффективность коррелятора зависит от уровня входного сигнала. Минимум ошибок достигается при определенном уровне сигнала, зависящем от числа разрядов (Thompson, 2007). Поэтому

сигнал на входе коррелятора выгодно поддерживать постоянным, другими словами - измерять только фазу функции видности, а ее амплитуду получать из дополнительных источников. В цифровых приемниках можно вычислять автокорреляции сигналов той разрядности, что обеспечивает АЦП, в данном случае это 9 бит. Значение автокорреляции используются для получения амплитуд функций видности.

2.3.2 Необходимый шаг компенсации геометрической задержки

Тактовая частота АЦП цифрового приемника равна 100 МГц. Шаг задержки, требуемый для компенсации геометрической задержки, должен быть существенно меньше, чем 10 нс, определяемые тактовой частотой. Ошибки в компенсации задержки проявляются в виде ошибок фазовых наклонов на IF_2 $2\pi\nu_{if2}(\delta\tau_g^k - \delta\tau_g^l) = 2\pi\nu_{if2}\Delta\tau_g^{kl}$, где $\delta\tau_g^k = \tau_g^k - n\tau_{step}$ и $\delta\tau_g^l = \tau_g^l - m\tau_{step}$ – ошибки компенсации задержек для антенн k, l , а τ_{step} – шаг компенсации задержки. Среднеквадратичное значение частоты в рабочей полосе – $\Delta\nu_{if2}/(2\sqrt{3})$. Так как среднеквадратичное значение ошибки задержки $\tau_{step}/6$, можно получить фазовую ошибку $2\pi\frac{\Delta\nu_{if2}}{2\sqrt{3}}\frac{\tau_{step}}{6} \leq 1^\circ$ для шага задержки в 1 нс ((Thompson, Moran и Swenson, 2001)). Однако, ошибка в задержке ведет к существенному смещению ДН двухэлементного интерферометра относительно ДН одиночного зеркала: $\Delta\theta = c\Delta\tau_g^{kl}/|\mathbf{b}^k - \mathbf{b}^l| \sin \theta$, где $\mathbf{b}^k - \mathbf{b}^l$ – вектор интерференционной базы антенн, k, l , c – скорость света, θ – направление на источник. При шаге компенсации задержки 1 нс угловое смещение для самой короткой базы направления Запад-Восток в момент кульминации будет $\Delta\theta \approx 3.5^\circ$. Это слишком большая величина, поэтому шаг задержки внутри периода тактовой частоты был выбран равным 0.1 нс. Практика показала, что при таком шаге искажения в виде резких изменений в выходном сигнале коррелятора, вызванные ошибками компенсации задержки, исчезли. Чтобы задержать сигнал на время, мень-

шее периода тактовой частоты, можно изменить фазовую характеристику цифрового фильтра. Общее выражение для задержки можно записать как $\tau_g^k = n\tau_{10}^k + m\tau_{0.1}^k + \delta\tau_{-gk}$, где k – номер антенны, n, m определяют целую часть задержки, а $\delta\tau_g^k$ – дробная часть задержки. Последняя должна быть скомпенсирована подбором фазы второго гетеродина одновременно с остановкой бегущей интерференционной картины. Полное выражение для фазы, которая должна быть скорректирована, $\phi_i = \omega_{LO}\tau_i^k + \omega_{RF0}\delta\tau_g^k$, где $\tau_i = n\tau_{10}^k + m\tau_{0.1}^k$, ω_{RF0} – центральная частота радиогелиографа.

2.3.3 Компенсация геометрических задержек

Геометрические задержки – это разные времена прихода плоского волнового фронта на разные антенны радиоинтерферометра. Традиционно для многоэлементного радиоинтерферометра задержки рассчитываются относительно выбранного фазового центра O . На рисунке 2.2 показано формирование задержек в многоэлементном линейном интерферометре. Компенсация задержек производится в тракте каждой антенны. Геометрическую задержку можно определить как $\tau_g^k = \vec{b}^k \vec{s} / c$, где k – номер антенны, $\vec{b}^k$ – вектор базы (координаты антенны относительно фазового центра), $\vec{s}$ – направление на источник излучения, c – скорость света. Однако, при вычислении функций взаимной когерентности пары антенн, имеют значение только разности задержек $\tau_g^{kl} = (\vec{b}^k - \vec{b}^l) \vec{s} / c$. В принципе, можно компенсировать такие разности для каждой пары антенн, но это требует более сложной схемы приемного тракта, чем при компенсации задержки на каждой антенне. В начале рассмотрим компенсацию τ_g^k , ниже будут рассмотрены особенности компенсации τ_g^{kl} .

Задержка эквивалентна линейному наклону фаз в спектре сигнала. Поэтому компенсация задержки – фактически это компенсация соответствующего фазового наклона. Рабочий диапазон частот 96-антенного макета Сибирского гелиографа – 4-8 ГГц. В настоящее время нет технической

возможности компенсировать фазовый наклон на таких частотах. Поэтому компенсация производится на промежуточных частотах, что влечет за собой появление бегущей интерференционной картины (интерференционных лепестков). Остановка интерференционных лепестков производится тоже на промежуточных частотах путем внесения переменной во времени фазы в сигнал каждой антенны. Фактически, фаза вносится в сигналы вторых гетеродинов LO_2 , представляющих собой управляемые цифровые генераторы, объединенные сигналом тактовой частоты. Второе преобразование частоты необходимо для понижения требований к линиям передачи данных от цифровых приемников к коррелятору. Смесители с подавлением зеркального канала, используемые при первом преобразовании частоты, имеют полосу промежуточных частот в диапазоне 10-40 МГц. Поэтому первая промежуточная частота выбирается равной 22 МГц. При полосе частот сигнала в 10 МГц можно выбрать вторую промежуточную частоту равной, скажем, 6 МГц. Тогда весь полезный сигнал будет сосредоточен в полосе частот 1-11 МГц, что минимизирует требования к линии передачи данных. Постоянная составляющая отсекается для того, чтобы подавить влияние смещений нулевого уровня на входах АЦП. Одновременно с переносом частоты происходит формирование квадратурных сигналов, необходимых для вычисления комплексной функции взаимной когерентности и компенсация фазы, ответственной за бегущую интерференционную картину.

На рисунке 2.3 и в таблице 2.2 показаны изменения фазовых характеристик сигнала в трактах двух различных антенн Сибирского гелиографа. Рисунок 2.3 а) соответствует появлению задержек в момент достижения волновым фронтом антенн k и l . Для того, чтобы избежать потерь при вычислении взаимной когерентности, разность фаз в полосе частот $\Delta\omega$ между сигналами от различных антенн должна быть минимизирована. При переносе частоты вниз кроме наклона фазы появляется постоянное смещение $\omega_{lo1}\tau_g^k$ (рисунок 2.3 б), речь о котором пойдет ниже. Задержка вносится в тракт антенны на промежуточной частоте ω_{if1} . Рисунок 2.3 с) показы-

вает результат компенсации задержки. Отметим, что из-за невозможности внесения отрицательных задержек, в тракт вносятся дополнения задержек до постоянной τ_0 , превышающей максимально возможную задержку для данной антенной решетки. Штриховыми линиями показан наклон фаз, соответствующий идеальной компенсации задержек, сплошными – реальный наклон фаз за счет конечной точности $\tau_0 - \tau_i$. Отметим, что постоянное смещение фазы $\omega_{lo1}\tau_g^k$, возникшее при переносе частоты, не компенсируется задержкой $\tau_0 - \tau_i$, меняющей только наклон фазы. Изменение во времени $\omega_{lo1}\tau_g^k$ и есть причина бегущей интерференционной картины. После второго переноса частоты вниз (рисунок 2.3 d)) появляется добавка в выражении для постоянного фазового смещения в виде $\omega_{lo2}(\tau_0 + \delta\tau_g^k)$, которая должна быть учтена при остановке интерференционных лепестков. Компенсация постоянного смещения фазы производится путем соответствующего изменения фаз вторых гетеродинов $LO2$. Наконец, рисунок 2.3 e) показывает фазовые характеристики после компенсаций наклона фазы (задержки) и постоянного смещения фазы.

Оценим потери и уровень паразитных сигналов, возникающих за счет неидеальной компенсации переменной во времени геометрической задержки. Выходной сигнал комплексного коррелятора, вычисляющего взаимную когерентность сигналов от пары антенн в полосе частот $\Delta\omega$ за время $\Delta\tau$, зависит от разности фаз Z_k и Z_l . Можно записать

$$\langle\langle Z_k Z_l^* \rangle_\tau\rangle_\omega \sim \left\langle \left\langle \cos(\omega_{if2}(\delta\tau_g^k - \delta\tau_g^l) + \omega_{lo2}(\delta\tau_g^k - \delta\tau_g^l) + \omega_{lo1}(\tau_g^k - \tau_g^l)) \right\rangle_\tau \right\rangle_\omega \quad (2.8)$$

Следуя (Thompson, 2007) можно оценить влияние неточностей компенсации фазового наклона $\omega_{if2}(\delta\tau_g^k - \delta\tau_g^l)$. Шаг изменения задержки τ_s Сибирского радиогелиографа равен 1 нс, в то время как максимальная задержка достигает 2 мкс. Так как распределение плотности вероятности ошибки квантования близко к равномерному для величины, намного превышающей шаг квантования, то распределение плотности вероятности для разности оши-

бок $\Delta\tau_g^{kl} = \delta\tau_g^k - \delta\tau_g^l$ будет вида $\rho(\Delta\tau^{kl}) = (1 - \Delta\tau^{kl}/\tau_s)/\tau_s$. Для полосы частот 10 МГц среднеквадратичное отклонение фазы буде меньше 1° , поэтому потерями при вычислении взаимной корреляции можно пренебречь. Однако, нельзя упускать из виду тот факт, что фазовая ошибка приводит к сдвигу диаграммы направленности двухэлементного интерферометра на угол, зависящий от величины проекции его базы $\Delta\theta = c\Delta\tau_g^{kl}/(|\vec{b}^k - \vec{b}^l| \sin \theta)$. Солнечные интерферометры характеризуются наличием малых баз, для которых угловые отклонения, вызванные фазовой ошибкой, сравнимы с шириной диаграммы направленности одиночной антенны. Соответственно, измеренная взаимная корреляция будет существенно меняться для малых баз, в то время как для больших баз такими изменениями можно пренебречь. Обычно для солнечных радиоинтерферометров ширина диаграммы направленности одиночной антенны равна $1.5 - 3.0^\circ$. Угловое отклонение при шаге компенсации задержки 1 нс для минимальной базы Сибирского гелиографа 4.9 м $\Delta\theta = 3.5^\circ$ в момент кульминации ($\theta = \pi/2$). Следовательно, для малых баз шаг изменения задержки 1 нс неприемлем.

Напомним, что компенсация задержки в цифровых приемниках Сибирского радиогелиографа реализуется двумя путями. Грубая задержка определяется частотой оцифровки и ее шаг равен 10 нс. Точная задержка реализуется путем соответствующего выбора фазовой характеристики цифрового фильтра, определяющего полосу частот принятого сигнала. Шаг точной задержки ограничен лишь ресурсом логических схем. Практика показывает, что при шаге точной задержке равном 0.1 нс, искажения взаимной корреляции малых баз становятся приемлемыми.

Диапазон изменения задержек определяет требования к цифровым линиям задержки. Кроме переменных во времени геометрических задержек существуют постоянные задержки, вызванные различными длинами оптических кабелей. Линия задержки должна обеспечивать дипазон задержек $\max(\tau_g) + \max(\tau_f) - \min(\tau_f)$, где τ_f - задержка в оптическом кабеле. Для оптических кабелей длиной около км, разница геометрических длин мо-

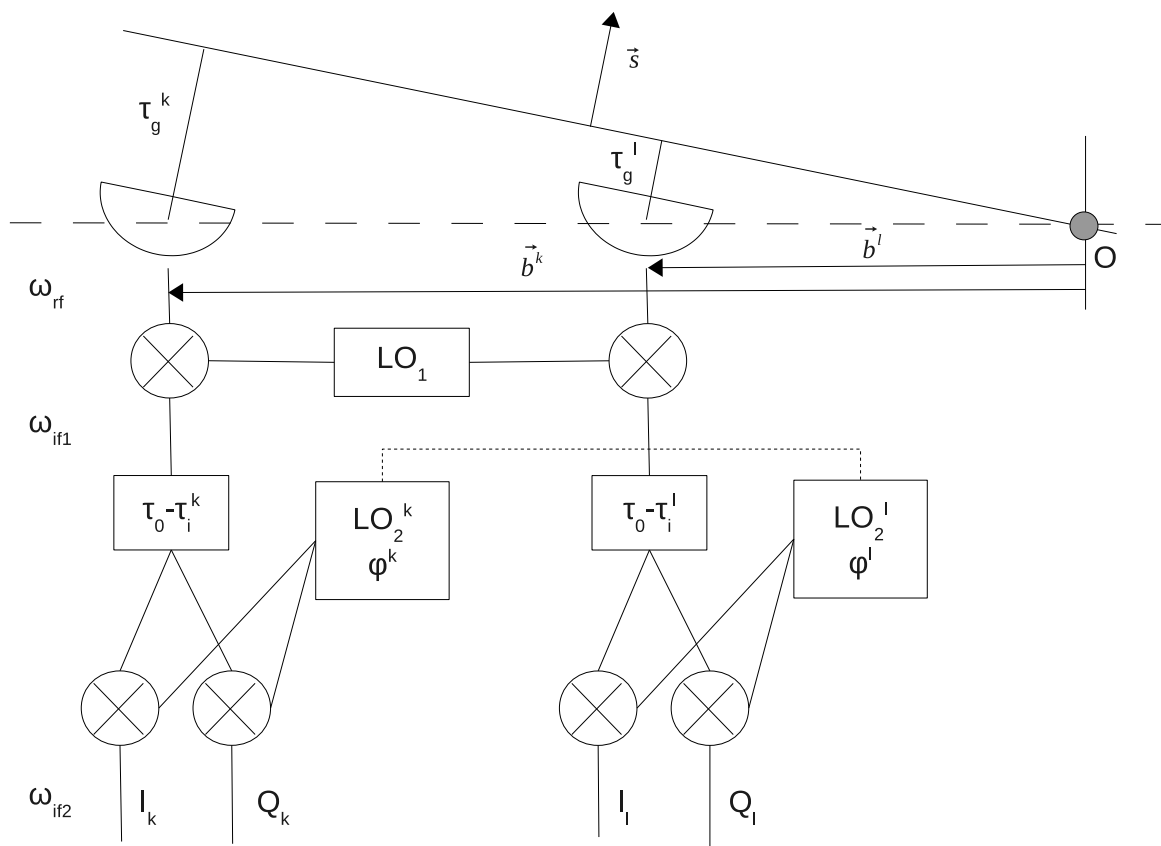


Рис. 2.2: Геометрические задержки.

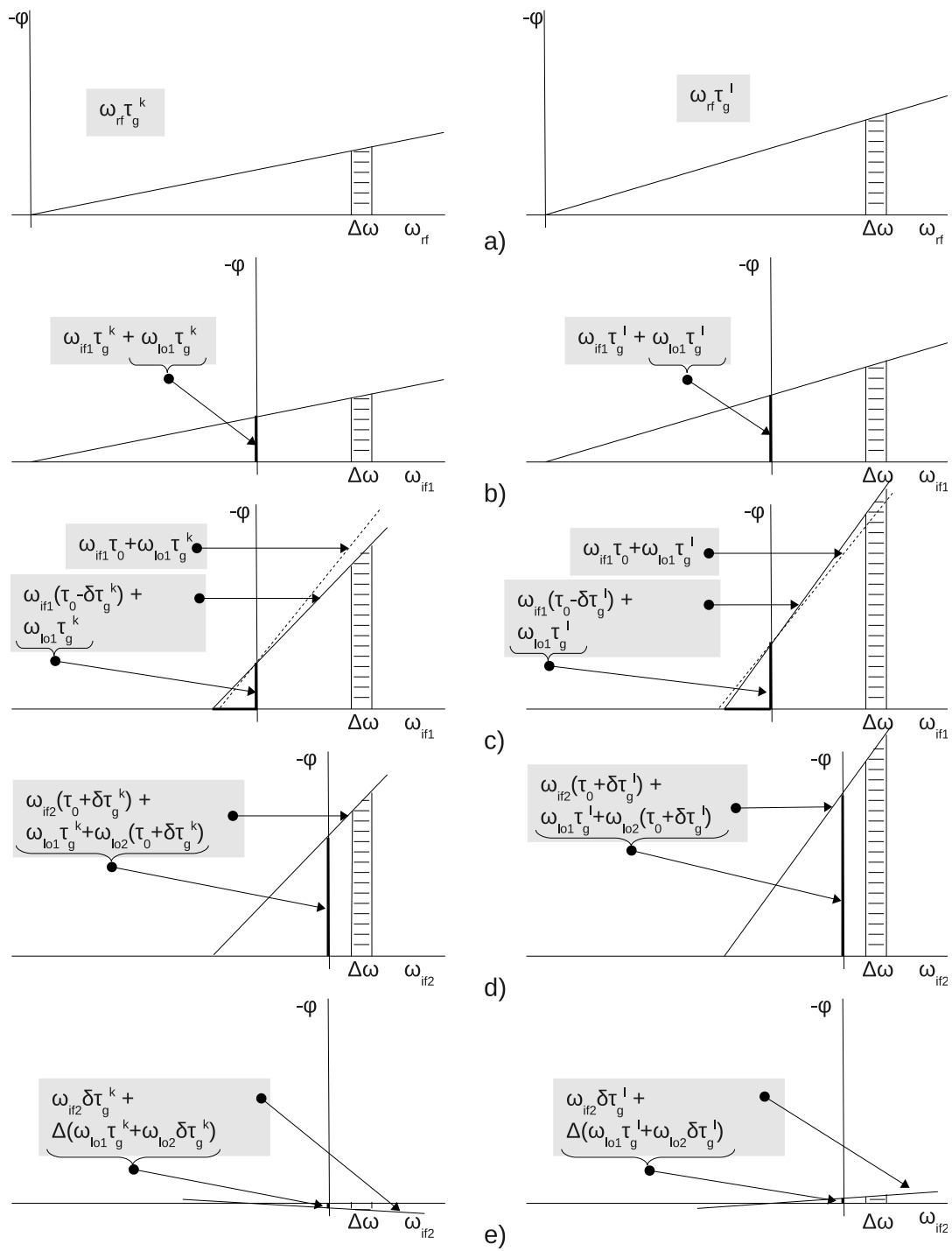


Рис. 2.3: Phase vs. angular frequency.

Таблица 2.2: Соотношения, показывающие фазы сигналов в различных частях приемного тракта антенн с номерами k и l , показанных на рисунке 2.2.

k	l
a) $\omega_{rf}t - \omega_{rf}\tau_g^k$	$\omega_{rf}t - \omega_{rf}\tau_g^l$
b) $\omega_{if1}t - (\omega_{if1} + \omega_{lo1})\tau_g^k$	$\omega_{if1}t - (\omega_{if1} + \omega_{lo1})\tau_g^l$
$\omega_{if1}t - \omega_{if1}(\tau_0 - \tau_i^k + \tau_g^k) - \omega_{lo1}\tau_g^k$	$\omega_{if1}t - \omega_{if1}(\tau_0 - \tau_i^l + \tau_g^l) - \omega_{lo1}\tau_g^l$
c) $\omega_{if1}t - \omega_{if1}(\tau_0 + \delta\tau_g^k) - \omega_{lo1}\tau_g^k$	$\omega_{if1}t - \omega_{if1}(\tau_0 + \delta\tau_g^l) - \omega_{lo1}\tau_g^l$
$\omega_{if2}t - (\omega_{if2} + \omega_{lo2})(\tau_0 + \delta\tau_g^k) - \omega_{lo1}\tau_g^k$	$\omega_{if2}t - (\omega_{if2} + \omega_{lo2})(\tau_0 + \delta\tau_g^l) - \omega_{lo1}\tau_g^l$
d) $\omega_{if2}t - \omega_{if2}(\tau_0 + \delta\tau_g^k) - \omega_{lo2}(\tau_0 + \delta\tau_g^k) - \omega_{lo1}\tau_g^k$	$\omega_{if2}t - \omega_{if2}(\tau_0 + \delta\tau_g^l) - \omega_{lo2}(\tau_0 + \delta\tau_g^l) - \omega_{lo1}\tau_g^l$
e) $-\omega_{if2}\delta\tau_g^k - \Delta(\omega_{lo2}\delta\tau_g^k - \omega_{lo1}\tau_g^k)$	$-\omega_{if2}\delta\tau_g^l - \Delta(\omega_{lo2}\delta\tau_g^l - \omega_{lo1}\tau_g^l)$

жет достигать нескольких метров. При скорости распространения света в оптоволокне, равной 210^{10} см/с, разница задержек равна десяткам нс. В то время как для самой короткой из антенных баз ССРТ геометрическая задержка в течение дня меняется в пределах 12 нс.

2.4 Адаптивное измерение задержек в приемном тракте Сибирского Радиогелиографа

В работе (Sergey Lesovoi и Mariia Globa, 2021) описан метод измерения задержек в приемном тракте СРГ, позволяющий расширить динамический диапазон изображений. Качество изображений, получаемых радиотелескопами, использующими апертурный синтез, очень сильно зависит от калибровок комплексных коэффициентов передачи элементов антенной решетки. Без определения амплитудных и особенно фазовых ошибок коэффициентов передачи получить можно только очень грубое изображение, а чаще все-

го некалиброванные данные невозможно считать изображением. Критерием качества полученного изображения принято считать его динамический диапазон, определяемый как отношение самой яркой детали изображения к шумам в части изображения, свободной от излучения. Обусловлено это тем, что невязки, возникающие при реконструкции ("чистке") изображения, линейно связаны с ошибками в фазах и амплитудах видностей (Perley, 1989). Рассмотрим невязки, вызванные фазовыми ошибками коэффициентов передачи антенн:

$$R_\phi = 2\Delta\phi \sin(2\pi ul), \quad (2.9)$$

где $\Delta\phi$ – фазовая ошибка данной видности в радианах, u – пространственная частота, l – направляющий косинус. Если ошибки равномерно распределены по всем антеннам, соответственно, по всем видностям, то динамический диапазон изображения зависит от фазовых ошибок следующим образом (Perley, 1989):

$$D = \frac{N}{\sqrt{2}\Delta\phi}, \quad (2.10)$$

где N – число антенн в антенной решетке. Необходимо отметить, что данная формула подразумевает, что в построении изображения используются все $N(N-1)/2$ видности N -антенной решетки. В случае СРГ, содержащего 48 антенн (S. Lesovoi, A. Altyntsev, Kochanov и др., 2017), N в соотношении 2.10 должно быть 32, а не 48 в силу того, что для построения изображения СРГ используются не все возможные видности, а только перекрестные. Их число $2 \times 16 \times 32 = 1024$, что соответствует числу антенн 32 в данной формуле. При наблюдениях солнечных вспышек требуется динамический диапазон больше 10^4 для того, чтобы на фоне вспышки наблюдать солнечный диск. Например, при максимальной яркостной температуре $2.5 \times 10^7 K$, яркостной температуре солнечного диска $2 \times 10^4 K$ и уровне невязок относительно солнечного диска 0.1 уровень фазовых ошибок должен быть не более 0.05° , что соответствует допустимой разности в длинах кабелей $dl = c_f \Delta\phi / \pi \Delta\nu = 1$ см, где c_f – скорость света в волокне $0.7c$, $\Delta\nu$ – поло-

са рабочих частот СРГ 10 МГц. Требуемый уровень ошибок соответствует влиянию нефакторизуемых множителей на результат измерения видностей и не устраняется общепринятыми методами калибровок. Поэтому компенсация разностей длин кабелей должна быть выполнена до вычисления видности. Альтернативой было бы использование спектрального коррелятора со сверхузкой полосой частотного канала около 0.002%. В этом случае можно было бы корректировать задержки в каждом канале после измерения видности, а затем формировать рабочую полосу. В ближайшей перспективе создание спектрального коррелятора для СРГ не рассматривается. В данной работе предлагается адаптивный алгоритм коррекции разностей длин кабелей до вычисления видностей в корреляторе и приводятся результаты применения такой коррекции сигналов СРГ.

Сигналы от антенн СРГ передаются в рабочее здание по аналоговым оптическим линиям. В антенном модуле микроволновый сигнал модулирует мощность излучения полупроводникового лазера. Далее оптический сигнал по одномодовому оптоволокну передается на фотодетектор, выход которого пропорционален исходному микроволновому сигналу, задержанному на время распространения сигнала в оптоволокне. При разработке оптических линий СРГ было определено, что все линии должны быть одинаковой длины – 375 м. Равенство длин минимизирует влияние дисперсии при передаче сигналов от антенн в приемникам, а длина 375 м достаточна для того, чтобы достичь любой из антенн СРГ. Измерения длин кабелей с помощью рефлектометра показало, что реальная разница в электрических длинах кабелей может достигать значения 5 м. При разнице длин в $\Delta l = 2.5$ м и скорости света в волокне $c_f = 0.7c$ уменьшение коэффициента корреляции будет $\text{sinc}(\Delta\nu\Delta l/c_f) = 2..10\%$ (Walker, 1999), где $\Delta\nu$ – полоса частот СРГ 10 МГц. Для достижения максимального динамического диапазона изображений СРГ разницу в длинах кабелей нужно корректировать. На результат измерения видности оказывает то, что при таких задержках фаза видности многократно меняется на 2π в полной полосе частот

СРГ 4-8 ГГц. Это ведет к сильным фазовым шумам при измерении видностей, зависящих от частоты и времени. Более того, различные фазовые наклоны в рабочих полосах частот антенн ведут к ошибкам в видностях, которые нельзя скомпенсировать путем калибровок – за счет избыточности антенной решетки (redundancy) или самокалибровкой (self-calibration). Калибровки сводятся к тем или иным методам решения системы уравнений вида (Thompson, Moran и Swenson, 2001):

$$\hat{V}_{kl} = g_k g_l^* G_{kl} V_{kl} + \epsilon_{kl} + n_{kl}, \quad (2.11)$$

где $\hat{V}_{kl}$ – измеренная видность, g – коэффициенты передачи сигнала в тракте антенны, G_{kl} – нефакторизуемый коэффициент передачи (не раскладывающийся на множители, связанные с антеннами), V_{kl} – искомая видность ϵ_{kl} – аддитивные шумы коррелятора, n_{kl} – тепловой шум. Обычный путь решения системы 2.11 состоит в том, чтобы аппаратными способами уменьшить влияние членов G_{kl} , ϵ_{kl} , n_{kl} и решать ее в виде:

$$\hat{V}_{kl} = g_k g_l^* V_{kl} \quad (2.12)$$

Различные фазовые наклоны в трактах различных антенн проявляются в нефакторизуемой части коэффициента передачи G_{kl} , что не позволяет свести число неизвестных в системе к сумме числа антенн и числа видностей, т.е. сделать его меньше числа уравнений. Поэтому точность калибровок снижается. Как указано в работе (Liu и др., 2010), при больших значениях фазовых ошибок в уравнении 2.11, невозможно получить точное решение для антенных коэффициентов передачи даже в отсутствие тепловых шумов. Изменение задержки распространения сигнала в оптоволокне из-за температурного перепада составляет примерно 40..130 пс/(км $^{\circ}\text{C}$). При дневных перепадах температуры в несколько десятков градусов, обычных для резко континентального климата в месте расположения СРГ, изменение задержки будет около наносекунды. Для наибольшей рабочей частоты СРГ48 8 ГГц это соответствует восьми периодам. Это очень большая величина, даже с

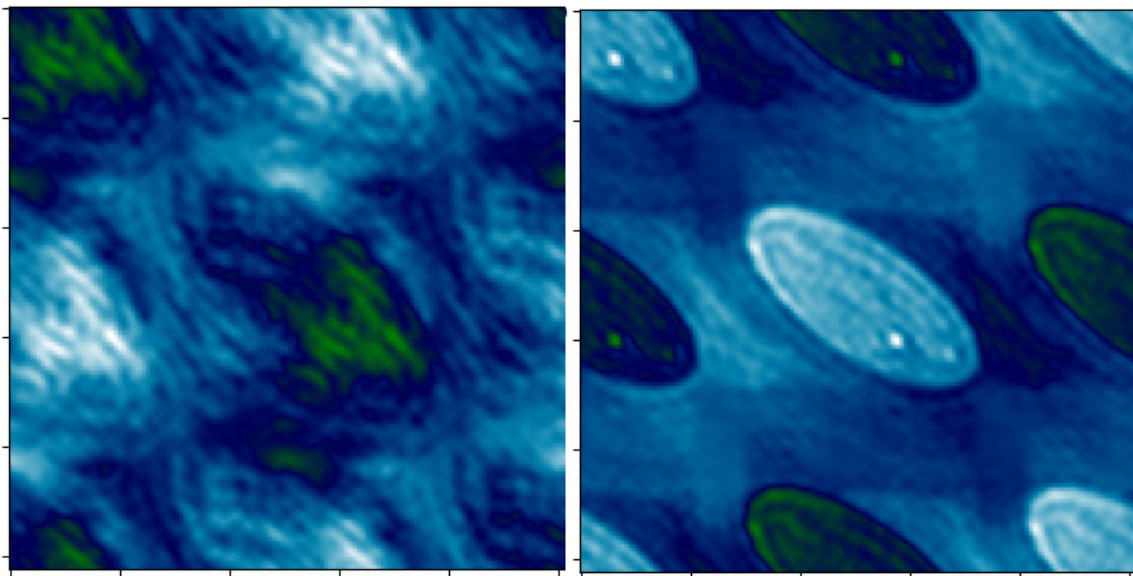


Рис. 2.4: Результат учета разности длин кабелей Сибирского Радиогелиографа. Показаны изображения в системе координат направляющих косинусов, получаемые в реальном масштабе времени без применения фазовой калибровки. Слева показано изображение без коррекции разности длин, справа с коррекцией длин (фазовых наклонов).

учетом того, что значение имеет только разница в изменениях задержки различных антенн. Поэтому адаптация коррекции задержек в тракте каждой антенны под их изменение во времени является целесообразной.

Для измерения длин кабелей можно использовать рефлектометр, но достигаемая точность (при использовании не сверхдорогого прибора) будет не лучше 10-20 см. Измерение зависимости фазы видности в полной полосе частот СРГ дает возможность измерить относительные длины кабелей более точно. В полной рабочей полосе частот СРГ $\Delta\nu_{RF} = 4$ ГГц разница в длине кабелей $\Delta l = 1$ см приводит к набегу фаз в $2\pi\Delta\nu_{RF}\Delta l/0.7c \approx 70^\circ$. Чувствительности СРГ достаточно, чтобы при измерении видностей самых коротких антенных баз уверенно аппроксимировать фазовый наклон $70^\circ/4$ ГГц, соответственно, получить точность измерения электрической длины кабеля в 1 см. Компенсация разницы в длинах кабелей, отслеживающая изменения

вызванные температурным дрейфом, устраняет проблемы, возникающие при составлении систем линейных уравнений для калибровки фаз. Один из способов линеаризации уравнения 2.12 – логарифмирование и использование действительной части логарифма для амплитудной калибровки, а мнимой части для фазовой калибровки коэффициентов передачи g_k . Однако, если разница в длинах кабелей превышает длину волны, то при такой линеаризации возникают ошибки, вызванные неоднозначностью комплексного логарифма ((Liu и др., 2010)). Для успешного нахождения решения с помощью метода наименьших квадратов должно выполняться условие:

$$\ln(\hat{V}_{kl}).im = \psi_{kl} + \phi_k - \phi_l < \pm\pi, \quad (2.13)$$

где слева фигурирует мнимая часть логарифма видности, ψ_{kl} – истинная фаза видности, ϕ_k, ϕ_l – фазы коэффициентов передачи g_k, g_l . Коррекция разницы в длинах кабелей минимизирует правую часть уравнения 2.13, что делает фазовую калибровку за счет избыточности более адекватной. Пожалуй, самым неприятным последствием невыполнения 2.13 является смещение изображения, вызванное изменяющимся во времени линейным наклоном фаз. Обычно изображения в разных поляризациях получают в разные моменты времени. Поэтому изображения в полной интенсивности и в круговой поляризации часто искажены различными смещениями изображений левой и правой круговых поляризаций. Для устранения этих искажений необходимо центрировать каждое изображение – убирать линейные фазовые наклоны из распределений фазовых ошибок по антеннам, возникающие в процессе калибровок или использовать алгоритмы калибровки, зависящие от модели изображения. В случае, когда электрические длины кабелей изменяются во времени, в основном из-за температурных изменений коэффициента преломления оптического волокна (Hartog, Conduit и Raune, 1979), наиболее сильные смещения будут в моменты когда разность электрических длин близка к рабочей длине волны. Пусть фаза видности определяется только истинной фазой видности ψ_{kl} и задержками в кабелях

τ_k, τ_l соответствующих антенн:

$$\theta_{kl} = \psi_{kl} + 2\pi\nu_n(\tau_k - \tau_l) \quad (2.14)$$

Рассмотрим измерение фазы при меняющихся во времени, например из-за температуры, задержек в оптоволокне. Измеренная фаза видности будет:

$$\hat{\theta}_{kl} = (\psi_{kl} + 2\pi\nu_n\Delta\tau_{kl}(t)) \bmod 2\pi, \quad (2.15)$$

где ν_n – рабочая частота, $\Delta\tau_{kl}(t)$ – изменяющаяся во времени задержка. Скорость изменения задержки определяется скоростью изменения температуры окружающей среды в месте прокладки оптических кабелей. Практика показывает, что соответствующее изменение фазы видности на 2π происходит примерно за час в периоды максимальных перепадов температур окружающей среды. Для компенсации фазовых ошибок вызванных температурным дрейфом необходимо корректировать фазовые наклоны в трактах антенн не реже, чем каждые полчаса. Применение компенсации фазовых ошибок, вызванных изменением задержек в кабелях, позволяет получать первое приближение изображения в реальном времени, без применения длительных процедур калибровки коэффициентов передач.

Измерение любой величины всегда происходит с некой конечной точностью. Не нарушая общности мы можем положить, что точность измерения фазы определяется немонотонностью изменения задержки. Т.е., кроме плавного изменения задержки из-за температуры имеет место шум задержки n_τ :

$$\hat{\theta}_{kl} = (\psi_{kl} + 2\pi\nu_n(\Delta\tau_{kl}(t) + n_\tau(t)) \bmod 2\pi \quad (2.16)$$

Когда $\Delta\tau_{kl}$ будет близко к M/ν_n – целому числу периодов рабочей частоты, фазовый шум будет максимальным из-за $n_\tau(t)$ и деления по модулю. Как упоминалось выше, видности в различных круговых поляризациях измеряются в разные моменты времени. Соответственно, различным может быть вклад фазового шума в решение для фазовых распределений в различных поляризациях. Уравнение 2.13 подразумевает, что в случае линейной

эквилидистантной решетки для фаз избыточных измеренных видностей, соответствующих самым коротким антенным базам, имеет место следующее соотношение:

$$\hat{\theta}_{k,k+1} = \psi_1 + \phi_k - \phi_{k+1}, \quad (2.17)$$

где ψ_1 обозначена фаза, полученная на самой короткой базе – фаза первой гармоники пространственного спектра, измеряемого СРГ. Известным вектором является $\vec{\hat{\theta}} = [\hat{\theta}_{k,k+1}]$, а искомым вектором $\vec{\phi} = [\psi_1, \phi_1, \dots, \phi_N]$. Размерность вектора $\vec{\hat{\theta}}$ на 2 меньше размерности $\vec{\phi}$, поэтому соответствующая система уравнений 2.17 является недоопределенной и может быть решена методом наименьших квадратов. Из 2.17 следует, что решение для фаз коэффициентов передачи антенн можно ожидать в виде:

$$\phi_n = \Delta\psi_1(n-1) + \Delta\phi_1 - \sum_{k=1}^{k=n} \hat{\theta}_{k,k+1}, \quad (2.18)$$

где n – номер антенны в диапазоне 1..N, $\Delta\psi_1$ – ошибка в нахождении фазы первой гармоники, а $\Delta\phi_1$ – ошибка в нахождении фазы первой антенны. Множитель при n определяет линейный наклон фазового распределения. Ошибка в фазовом наклоне, а значит и смещения между изображениями в различных поляризациях, определяется ошибкой в измерении фазы видности. Рассмотрим решение системы уравнений 2.17 для случая линейной эквидистантной решетки, содержащей 32 антенны $\vec{\hat{\theta}} = \mathbf{M}\vec{\phi}$, где $\mathbf{M}$ – матрица размерностью $[33, 31]$, описывающая преобразование $\vec{\phi}$ в $\vec{\hat{\theta}}$. В общем виде решением будет $\vec{\phi} = \mathbf{P}\vec{\hat{\theta}}$, где $\mathbf{P} = (\mathbf{M}^T\mathbf{M})^{-1}\mathbf{M}^T$ – псевдообратная матрица для $\mathbf{M}$. Выше мы определили вектор $\vec{\phi}$ так, что фаза истинной видности является первым элементом этого вектора. Тогда оценка фазы истинной видности определяется скалярным произведением первой строки $\mathbf{P}$ и вектора, содержащего фазы измеренных видностей $\psi_1 = \mathbf{P}_0\vec{\hat{\theta}}$. Чтобы прояснить чем определяется $\Delta\psi_1$ нужно показать, как именно вычисляется оценка ψ_1 . Так как решение 2.17 методом наименьших квадратов сводится к перемножению псевдообратной матрицы и вектора измеренных видностей, а для данной

антенной решетки псевдообратная матрица является константой, то можно рассмотреть, что именно представляет собой $\mathbf{P}_0$. Если аппроксимировать зависимость значений элементов $\mathbf{P}_0$ от номера элемента полиномом второй степени, получим $\mathbf{P}_{0,k} = 0.00567974 + 0.00549652k - 0.00018322k^2$, где k – номер элемента вектора $\mathbf{P}_0$ или $\vec{\theta}$. Это значит, что оценка ψ_1 является взвешенным средним от $\vec{\theta}$. Отклонение оценки ψ_1 от истинной фазы видности зависит от уровня фазового шума и влияние шума антенн на отклонение тем сильнее, чем антенна ближе к центру решетки.

Измерение фазового наклона, соответствующего задержке распространения сигнала в оптоволокне, производится путем измерения зависимости фазы видности самой короткой антенной базы СРГ от частоты. При этом предполагается, что определяющий вклад в фазу видности вносит отклик на солнечный диск и линейный наклон фазовой зависимости обусловлен именно задержкой в оптоволокне, а не солнечной активностью. Действительно, как упоминалось выше, разница в длинах кабелей 1 см приводит к изменению фазы видности в полной полосе частот СРГ примерно на 70° . Чтобы получить такое изменение фазы за счет асимметричного расположения источника солнечной активности нужно, чтобы источник микроволнового излучения, находящийся на солнечном лимбе, имел плотность потока на порядок больше, чем плотность потока от диска Солнца. Либо такой источник должен иметь плотность потока, сравнимую с плотностью потока диска на минимальной пространственной частоте и возрастающую примерно на два порядка на максимальной пространственной частоте. Для спокойного Солнца в отсутствие вспышек это весьма маловероятно.

В качестве линейного наклона используется результат линейной регрессии зависимости фазы видности – частота. Нужно иметь в виду, что Солнце – протяженный источник, соответственно, его пространственный спектр вносит искажения в эту зависимость. Пространственный спектр спокойного Солнца близок к функции Бесселя первого рода, деленной на ее аргумент. Поэтому в спектре присутствуют минимумы, где модуль видности пада-

ет практически до нуля. При переходе через минимум (при попадании на другой лепесток спектра) фаза видности испытывает скачок на π . Эти особенности могут исказить зависимость фаза – частота и привести к неверной оценке задержки. Наиболее точный результат оценки задержки получается, когда видности данной базы на всех частотах не выходят за пределы одного из лепестков пространственного спектра.

Как упоминалось выше, разница в длинах кабелей СРГ Δl по оценкам, полученным с помощью рефлектометра, достигает значений 2..5 м. Поэтому первичное измерение фазовых наклонов нужно проводить с уменьшенным шагом перестройки частоты $\delta\nu < c_f/\Delta l$, чтобы значения фазы не выходили за пределы 2π на одном шаге. После внесения первичных корректирующих задержек в приемный тракт, шаг перестройки по частоте можно увеличивать. Практика показывает, что первичные измерения однозначны при шаге в 50 МГц, при том, что в наблюдениях обычно используется шаг в 100-200 МГц. Процедура внесения изменений в задержки должна быть накопительной: измеряется всегда текущая разница длин с учетом внесенных задержек. Результат коррекции фазовых наклонов в приемном тракте СРГ в реальном времени показан на рисунке 2.4. Отметим, что такая коррекция приводит к более стабильной калибровке при дальнейшей обработке данных СРГ. За счет уменьшения фазовых шумов легче решается задача по совмещению изображений, полученных в различных поляризациях.

Для коррекции фазового наклона нужно применять комбинацию линий задержки, дробных сдвигов сигнала (на время меньше периода дискретизации) и управление фазой цифровых гетеродинов. Допустим, что сигнал принимается в верхней боковой полосе на частоте ν_{USB} , задержка $\Delta\tau$ измерена в пс, частота дискретизации сигнала 100 МГц, шаг изменения задержки сигнала на выходе интерполирующего фильтра 0.1 нс. Шаг подстройки фазы цифрового гетеродина $\Delta\phi = 0.3^\circ$. Процессор должен преобразовать заданную задержку $\Delta\tau$ в $\Delta\tau_n = N_1 10^4 + N_2 10^2$ и $\Delta\phi_n = 1.2 \times 10^{-9}(\Delta\tau - \Delta\tau_n)\nu_{USB}$, где N_1, N_2 – число периодов частоты дискретиза-

ции и шаг интерполирующего фильтра, соответственно. Фазовые ошибки, вносимые такой коррекцией, тем меньше, чем дальше обе антенны находятся от фазового центра решетки. Вносимый фазовый шум, с учетом того, что у каждой базы подстройка происходит на обеих антеннах многократно в течение времени накопления (дальние антенны), определяется аналогично (Thompson, Moran и Swenson, 2001), $\Delta\phi/\sqrt{6} \approx 0.12^\circ$. Для пар, в которых обе антенны расположены близко к фазовому центру решетки, задержка меняется медленно относительно времени накопления. Поэтому фазовый шум (точнее – скачки фазы) может быть равен $2\Delta\phi$. Для того, чтобы имел место усреднение шумов для всех видностей, фазовый центр антенной решетки должен быть расположен не в геометрическом центре решетки, а на краю или даже вне решетки. Реализация смещения фазового центра подразумевает, что ко всем значениям геометрических задержек антенн, меняющимся во времени должны быть добавлены определенные постоянные значения.

Применение данного алгоритма позволяет компенсировать в реальном времени фазовые ошибки тракта и получить первичное изображение без применения калибровки коэффициентов передачи антенн. Компенсация фазовых наклонов улучшает отношение сигнал-шум при измерении видностей и приводит к более устойчивым фазовым калибровкам.

2.5 Коррелятор многочастотного радиогелиографа

2.5.1 Вычисление видностей

Коррелятор – это набор перемножителей и сумматоров. Число сумматоров - накопительных регистров определяется заданным числом функций видности. Для антенной решетки, состоящей из N антенн, число всех парных

комбинаций, определяющих число функций видности равно $N(N - 1)/2$. Число перемножителей не обязательно должно быть равно количеству накопителей. Если производительность ПЛИС позволяет, то один перемножитель может вычислять несколько произведений и добавлять результат в различные накопители. Структура ПЛИС, как правило, такова, что число перемножителей много меньше числа ячеек памяти, которые могут использоваться, как накопители. Выше упоминалось о том, что входная частота коррелятора снижена до 25 МГц. Это позволяет использовать один перемножитель для 8-ми накопителей. Таким образом решается проблема размещения коррелятора на одном чипе. Для 96-ти антенной решетки число всех видностей равно 4560. Чипов с таким числом перемножителей в настоящее время нет. При использовании одного перемножителя для 8-ми накопителей, требуемое число комплексных перемножителей – 570. ПЛИС семейства Stratix IV фирмы Altera обладают таким числом перемножителей. Также как и цифровой приемник, коррелятор логически является устройством, подключаемым к процессору через шину Avalon. Аппаратная функция коррелятора: вычисление комплексных функций видности и формирование запроса на прерывание по мере истечения интервала накопления. Программная функция: накопление результатов в памяти процессора и передача готовых данных системе сбора/хранения, управление первым гетеродином и передача в цифровые приемники информации о текущей частоте. В приемном тракте радиогелиографа используется прием верхней боковой полосы частот. Поэтому комплексные функции видности вычисляются как $V_{mn}(t_k) = \sum_{l=0}^{L-1} I_m(t_k + l\Delta t)I_n(t_k + l\Delta t) + iI_m(t_k + l\Delta t)Q_n(t_k + l\Delta t)$, где Δt - дискрет АЦП, $L\Delta t$ - интервал времени измерения одной из круговых поляризаций. Это позволяет в два раза уменьшить число перемножителей, соответственно, понизить требования к логическим ресурсам ПЛИС относительно реализации полного комплексного произведения. Чтение данных из коррелятора производится по прямому доступу к памяти. Со стороны коррелятора никаких мер для это предпринимать не нужно, кроме обеспе-

чения непрерывного диапазона адресов данных. В программе управления коррелятором инициализация прямого доступа производится по прерыванию.

После завершения обмена вызывается функция, фактически являющаяся обработчиком прерываний. Ее задача - работа со счетчиком накоплений и флагом готовности данных. Выбор следующей рабочей частоты происходит по завершению текущего накопления данных в цикле проверки сетевых событий и готовности флага данных. Информация о текущей частоте первого гетеродина передается в цифровые приемники через трансиверы. Данные, полученные от цифровых приемников представляют собой поток байтов. В случае 3-х битового коррелятора, в каждом байте два старших бита содержат индекс антенны в приемнике, шесть младших – это IQ пара 3-х битовых сигналов. По индексу антенны данные разветвляются на четыре потока. Каждые восемь потоков подключаются попеременно к одному перемножителю в различные моменты времени. Выход перемножителя подключается, соответственно, к одному из накопительных регистров. В случае 1-битового коррелятора, байт содержит четыре IQ пары на фиксированных позициях. Перемножители не используются для вычисления видности, поэтому нет нужды в коммутаторах. Логические ресурсы тратятся только на накопительные и буферные регистры. Частоту дискретизации можно не понижать в этом случае и использовать избыточные значения для компенсации уменьшения отношения сигнал/шум при переходе на двухуровневое квантование. Другими словами, при 3-х битовом корреляторе, данные от четырех антенн передаются в четырех байтах и частота дискретизации равна 25 МГц. При 1-битовом корреляторе данные от четырех антенн передаются одним байтом и частота дискретизации равна 100 МГц.

Формат выходных данных радиогелиографа – FITS, в силу его широкого распространения в радиоастрономии. Для апертурного синтеза обычно используется расширение FITS стандарта BINTABLE - многомерные таблицы. FITS файлы, содержащие функции видности в таких таблицах, обыч-

но называют uv-FITS. Информация в uv-FITS файле должна быть такова, чтобы данные можно было использовать для построения изображения. Для этого необходимо знать, как минимум, время, рабочую частоту и координаты антенн, соответствующие измеренным видностям.

2.5.2 3-х битовый квантователь и кросскорреляция

Эффективность коррелятора зависит от уровней квантования и частоты дискретизации. Следуя (Thompson, 2007), определим эффективность коррелятора как отношение дисперсии исходного сигнала к дисперсии сигнала, прошедшего квантование:

$$\eta_Q = \frac{\langle x^2 \rangle}{\langle x^2 \rangle + \langle q^2 \rangle} = \frac{\langle xy \rangle}{\langle y^2 \rangle}, \quad (2.19)$$

где x – исходный сигнал, y – сигнал, прошедший квантование, $\langle q^2 \rangle$ – дисперсия шумов квантования. Из общих соображений ясно, что η_Q является функцией как числа уровней квантования, так и величины шага квантования. Действительно, для четного числа уровней квантования увеличение шага квантования приводит к тому, что все отсчеты исходного сигнала попадают между двумя первыми уровнями и результат стремится к результату двухуровневого квантования. Для нечетного числа уровней, с увеличением шага квантования квантованный сигнал все больше стремится к нулю и шумы квантования возрастают, соответственно, эффективность коррелятора падает. При стремлении шага квантования к нулю для четного и нечетного числа уровней получаем двухуровневое квантование. Отсюда следует, что существует максимум эффективности коррелятора, зависящий для данного числа уровней от шага квантования. Моделирование работы коррелятора с различным числом уровней при различных шагах квантования показывает, что оптимальный шаг практически всегда меньше среднеквадратичного отклонения исходного сигнала. Соответственно, при сильных изменениях входного сигнала, например, при наблюдении солнечных вспышек, есть ос-

нование изменять шаг квантования для сохранения максимальной эффективности коррелятора.

Отметим, что для двухуровневого квантования максимума эффективности коррелятора нет, а значит и нет необходимости подстраивать шаг квантования под уровень входного сигнала. Потерю чувствительности двухуровневого коррелятора можно компенсировать увеличением частоты дискретизации и временем накопления. На практике это может быть рациональнее управления шагом квантования в реальном времени. Потери корреляции, вызванные разностью электрических длин оптических кабелей, можно компенсировать путем измерения этих разностей за счет избыточности антенной решетки и внесения постоянных задержек в тракт каждой антенны (Sergey Lesovoi и Mariia Globa, 2021).

2.6 Программное обеспечение радиогелиографа

Программное обеспечение радиогелиографа состоит из нескольких частей: программы, управляющей каждым цифровым приемником, программы управления коррелятором, программы сбора данных и управления наблюдениями и программы управления приводами антенн (наведение/сопровождение). Программы цифровых приемников и коррелятора работают под управлением $\mu\text{C}/\text{OS-II}$ и являются встроенным ПО. Программа сбора данных работает под управлением Linux, а программа управления приводами под управлением Windows. Данные хранятся в виде uv-FITS файлов. Преобразование данных в формат MS2 предназначено для использования пакета CASA. Подробное описание формата выходных данных приведено в Приложении . Все программы взаимодействуют друг с другом посредством сетевых протоколов TCP и UDP. Цифровые приемники инициализируются перед началом наблюдений командами программы сбора данных. В каж-

дый цифровой приемник передаются значения рабочих частот, частоты гетеродина, солнечные эфемериды и номера антенн, от которых приемник получает сигнал. Этой информации достаточно для того, чтобы ПО приемника могло вычислять геометрическую задержку в каждый момент времени и необходимые фазы цифрового гетеродина, необходимые для остановки бегущей интерференционной картины. Частота интерференционных лепестков на выходе коррелятора меняется в пределах 2-4 Гц, поэтому вычислять необходимые фазы можно программно, без привлечения аппаратных ресурсов. ПО коррелятора собирает данные, накапливает их и передает программе сбора данных. По истечении заданного времени накопления ПО коррелятора устанавливает следующую по списку частоту гетеродина, используя протокол SCPI, и оповещает об этом цифровые приемники через трансиверы ПЛИС.

Оба встроенных ПО (коррелятора и приемников) являются многозадачными приложениями с сетевой поддержкой. ПО коррелятора состоит из задач сетевой поддержки, синхронизации времени с GPS приемником и сбора данных. ПО цифровых приемников состоит из аналогичного набора задач и задачи сопровождения антенн (компенсации геометрической задержки и остановки интерференционных лепестков). Приложение верхнего уровня, работающее под управлением Linux, является Qt-проектом с сетевой поддержкой и с графическим интерфейсом. Публикация данных в реальном времени на сайте обсерватории обеспечивается сценариями на языке Python. Маршрут данных коротко таков: после АЦП данные поступают в цифровые приемники, затем в коррелятор, далее в ПО сбора данных, отображаются на мониторе и записываются в выходные файлы, сценарий обрабатывает текущие файлы данных и отправляет изображение на сервер, ПО сервера публикует данные в сети Интернет.

Глава 3

Сибирский Радиогелиограф

3.1 Возможности Сибирского Радиогелиографа решать современные задачи солнечной физики

К началу 2000-х годов в солнечной радиоастрономии сформировалось однозначное мнение о том, что для получения качественно новой информации о солнечной короне необходимо создание радиотелескопов нового поколения – микроволновых многочастотных радиогелиографов ((Т. Bastian, А.О. и D.E., 1998), (Т. S. Bastian, 2003)). Недостаток существующих к тому времени солнечных радиотелескопов заключался в том, что их данные представляли собой либо изображение на одной-двух частотах, либо спектры без пространственного разрешения. В обоих случаях однозначная физическая интерпретация радиоданных невозможна. Задачей новых инструментов является получение спектров радиоизлучения в каждой точке солнечного диска. К сожалению, в русскоязычной литературе нет устоявшегося термина, эквивалентного англоязычному microwave imaging spectroscopy (MIS), поэтому для указания задачи многочастотного радиогелиографа мы будем использовать аббревиатуру MIS там, где это не вызовет путаницы. Данные

радиотелескопа, реализующего MIS, можно представить в виде куба, оси x, y которого соответствуют часовому углу и склонению, ось z соответствует частоте, а значение каждого пиксела является яркостной температурой в данной точке солнечного диска. Обычно изображение Солнца поворачивают так, чтобы ось NS Солнца соответствовала вертикали. Выборка значений по оси z является спектром в данной точке диска. Очевидная проблема, свойственная всем радиотелескопам, – влияние диаграммы направленности радиотелескопа на распределение яркостной температуры по углу – в рамках MIS не решается. Для устранения влияния диаграммы направленности необходимо моделировать плазму солнечной короны ((G. M. Nita, G. D. Fleishman, A. A. Kuznetsov, Kontar и др., 2015)). Свертка модели с диаграммой направленности радиотелескопа на данной частоте должна быть эквивалентна распределению яркостной температуры, полученному MIS. Это является критерием достоверности модели с точки зрения радиоастрономических данных.

Создание Сибирского Радиогелиографа отражено в работах (S. V. Lesovoy и др., 2009), (S. V. Lesovoi, A. T. Altyntsev и др., 2012), (Sergey V. Lesovoi и др., 2014), (С. Лесовой, Алтынцев, Кочанов и др., 2017), (S.V. Lesovoi и др., 2019), (S.V. Lesovoi, 2019), (A. Altyntsev, S. Lesovoi, M. Globa и др., 2020), (С. В. Лесовой и др., 2022). Практически все современные радиотелескопы, получающие изображение, используют апертурный синтез. Требования к солнечному радиотелескопу апертурного синтеза довольно противоречивы. Чтобы получать изображение всего солнечного диска и отслеживать развитие корональных выбросов массы, поле зрения солнечного радиотелескопа (ширина диаграммы направленности одной антенны) должно быть порядка 1° . Наблюдения показывают, что в микроволновом диапазоне на Солнце наблюдаются детали с размерами до нескольких угловых секунд. Значит угловое разрешение солнечного радиотелескопа должно достигать хотя бы $5''$. Чтобы в изображении не было наложений откликов на диск, в антенной решетке должны присутствовать антенны, расстояние между

которыми, выраженное в длинах волн, должно быть $b/\lambda \approx 100$. Уровень солнечного сигнала во время вспышки вполне может превысить уровень спокойного Солнца в 10^3 раз. В то же время на диске присутствуют не только яркие источники, связанные с пятнами, но и очень слабые источники, например, волокна. Диапазон характерных длительностей событий меняется от долей секунды (всплески радиоизлучения) до нескольких часов (корональные выбросы массы). Из вышеперечисленного следует, что солнечный радиотелескоп апертурного синтеза должен обладать следующими характеристиками:

- должен состоять из антенн малого диаметра,
- в антенной решетке должны быть парные комбинации антенн с малым расстоянием,
- антенн должно быть довольно много, чтобы набрать необходимое угловое разрешения без разрывов в покрытии области пространственных частот,
- динамический диапазон приемной системы должен быть больше 10^3 ,
- временное разрешение порядка 1 с,
- время наблюдений – желательно весь световой день.

К этим требованиям необходимо добавить еще и возможность наблюдения микроволнового излучения в обеих круговых поляризациях. Это требование обусловлено одной из главных задач MIS – измерение корональных магнитных полей. Коротко можно сказать, что солнечный радиотелескоп – это интерферометр, содержащий большое число антенн малого диаметра, расположенных на довольно большой площади. Работа (S. Lesovoi, M. Globa и др., 2022) показывает возможность СРГ измерять микроволновые спектры в каждой точке солнечного диска. Большое поле зрения может

привести к необходимости учета кривизны распределения радиояркости по углу – так называемая "w-term problem". Допустимое поле зрения связано с угловым разрешением радиотелескопа апертурного синтеза соотношением $\Theta \approx \sqrt{\rho_{syn}}$, где Θ – поле зрения, ρ_{syn} – размер синтезированной диаграммы направленности. Для получения изображения полного солнечного диска без искажений угловое разрешение не должно превышать 4". При более высоком разрешении необходимо применять затратные с точки зрения вычислений алгоритмы учета кривизны распределения радиояркости по углу. Самым серьезным требованием к солнечному радиотелескопу является необходимость применения антенн малого диаметра. Плотность потока от самых мощных космических источников, например Кассиопея А, на три порядка меньше плотности потока от спокойного Солнца. Потоки от дискретных источников, традиционно используемых в радиоастрономии для калибровок, еще меньше. Чувствительность антенн с малым диаметром, соответственно, с малой собирающей площадью, недостаточна для калибровок коэффициентов передачи антенн. Без таких калибровок радиотелескоп апертурного синтеза работать не может. Реализованные на практике решения калибровок солнечных интерферометров сводятся либо к использованию избыточности антенной конфигурации ((Nakajima и др., 1994)), либо к использованию антенны с большой собирающей площадью в паре с антеннами малого диаметра ((Dale E. Gary, 2016)). Избыточность требует большего количества антенн, но зато обеспечивает непрерывность наблюдений – нет необходимости периодически наводить антенны на калибровочные источники. Более того, создание и эксплуатация антенны большого диаметра (25-30 м) сама по себе сложная и дорогостоящая задача. Возможность калиброваться по Солнцу привлекательна еще и тем, что антенны на момент калибровки наведены на исследуемый объект, в отличие от калибровки по дискретным источникам. Поэтому для Сибирского Радиогелиографа была выбрана избыточная антенная конфигурация.

Для диапазонов 3-6 и 6-12 ГГц выбраны эквидистантные Т-образные

антенные решетки. Для диапазона 12-24 ГГц – Т-образная частично эквидистантная антенная решетка. Последнее обусловлено финансовыми и эксплуатационными соображениями – полностью эквидистантная решетка 12-24 содержала бы примерно на 200 антенн больше, что дорого и усложняет эксплуатацию.

Т-образные эквидистантные антенные решетки широко известны в радиоастрономии. Их особенность в наличии главных интерференционных максимумов, что может приводить к наложениям в отклике на протяженный объект. Солнце, как уже упоминалось выше, – это протяженный объект, значит в отклике на него возможно наложение изображений. Условие, при котором наложения не возникают, определяется соотношением размера Солнца Θ_{sun} и наименьшей антенной базы – расстояния между антеннами, выраженного в длинах волн. Если $\Theta_{sun} \left| \vec{b}_\lambda(t) \right| < 1$, где $\left| \vec{b}_\lambda(t) \right|$ – длина антенной базы, зависящая от времени, то наложений не будет. Для широкополосной антенной решетки это условие можно выполнить для любого момента времени только за счет углового разрешения. Угловое разрешение решетки без наложений откликов в два раза хуже, чем у решетки с отсутствием наложений только на минимальной частоте. Для Сибирского Радиогелиографа выбор сделан в пользу углового разрешения.

Основными объектами исследований солнечной радиоастрономии являются активные области, угловые размеры которых в десятки, а то и в сотни раз меньше размера солнечного диска. Для их исследования необходимо высокое угловое разрешение. Помехи от наложений можно минимизировать в процессе обработки данных, в то время как потеря углового разрешения была бы необратимой. На минимальных частотах каждого из трех рабочих диапазонов Сибирского Радиогелиографа отклики свободны от наложений в любое время наблюдений. Есть интервалы времен наблюдений, при отрицательных склонениях, когда наложений нет во всем рабочем диапазоне. Большую часть времени на высоких частотах каждого диапазона наложения присутствуют.

В таблице 3.1 приведены параметры Сибирского Радиогелиографа. Для Сибирского Радиогелиографа было разработано три типа антенн на диапазоны частот 3-6, 6-12, 12-24 ГГц. Все антенны являются прямофокусными параболическим рефлекторами, принимающими обе круговые поляризации. Диаметры антенн и отношения фокусного расстояния к диаметру соответственно: $D = 3, 2, 1$ м и $F/D = 0.4, 0.4, 0.8$. Коррелятор СРГ отличается от корреляторов, используемых в макете тем, что его разрядность может быть установлена 1 или 4 бита, в зависимости от программы наблюдений.

Так как каждая антенная решетка СРГ принимает в данный момент времени сигнал в одной поляризации и на одной частоте, то для пояснения того, как формируется обзор все рабочей полосы, приведена таблица 3.2. Из этих таблиц видно, что параметры СРГ соответствуют современным задачам солнечной радиоастрономии, а режимы работы СРГ могут меняться в широких пределах, следуя за программами наблюдений. Например, для измерения корональных магнитных полей в спокойных активных областях, где доминирует гирорезонансное излучение, можно задать режим с общим числом частотных каналов 384 со временем обзора 26 с. В то время как для наблюдения вспышек можно выбрать режим с 15 частотными каналами и временем обзора 1 с. Чувствительность (флуктуации антенной температуры) солнечных радиотелескопов обусловлена в основном уровнем самого солнечного сигнала и радиометрическим выигрышем: $\sigma_T \approx \frac{T_a}{\sqrt{\Delta\nu\tau}}$, где T_a – антенная температура, корень квадратный в знаменателе – радиометрический выигрыш, содержащий полосу частот $\Delta\nu$ и время накопления τ . Для СРГ в рутинном режиме радиометрический выигрыш – 10^3 .

Антенная решетка	03-06	06-12	12-24
Конфигурация	E-W-N	E-W-S	E-W-S
Число антенн	128	192	206
Минимальная база [м]	9.80	4.90	2.45
Максимальное угловое разрешение в угловых секундах	12	9	4
Минимальное поле зрения [°]	1	0.8	0.8
Диапазон частот [ГГц]	3-6	6-12	12-24
Число антенных баз	3007	10144	11663
Число избыточных антенных баз	5121	8192	9452
Число рабочих частот N (рутинный режим)		128 (16)	
Поляризация		RCP, LCP	
Чувствительность по плотности потока [сеп]	0.01	0.01	0.05
Чувствительность по яркостной температуре [К]		≈ 1000	
Время накопления τ (рутинный режим) [с]		0.01-0.1 (0.1)	
Спектральное разрешение [МГц]		10	
Время обзора всей полосы частот (рутинный режим) [с]		$2N\tau$ (3.2)	
Разрядность коррелятора		1 4	

Таблица 3.1: Параметры СРГ. Время накопления – время суммирования отсчетов на одной частоте в одной поляризации. СРГ измеряет сигналы на трех частотах в одной поляризации одновременно. (См. таблицу 3.2).

Время	Поляризация	Рабочая частота		
		3-6	6-12	12-24
τ	RCP	ν_1	ν_{N+1}	ν_{2N+1}
2τ	LCP	ν_1	ν_{N+1}	ν_{2N+1}
3τ	RCP	ν_2	ν_{N+2}	ν_{2N+2}
...	...	...	...	...
$2N\tau$	LCP	ν_N	ν_{2N}	ν_{3N}

Таблица 3.2: Процесс обзора полной полосы частот СРГ.

3.2 Структура данных многочастотного радиогелиографа

3.2.1 Комплексные видности

Отклик двухэлементного радиоинтерферометра тесно связан со степенью пространственной когерентности принимаемого излучения. Степень когерентности в свою очередь связана с распределением интенсивности излучения по углу. Теорема Ван Циттерта-Цернике утверждает, что функция взаимной когерентности поля связана с распределением интенсивности по углу через преобразование Фурье. Одно из основных требований этой теоремы – источники излучения должны быть некогерентны по пространству. Чтобы избежать некой путаницы в терминологии нужно разделить применение термина "когерентность" к полю, измеряемому в конкретных точках пространства и к характеристике распределения интенсивности по углу. Представим, что исследуемый объект состоит из точечных источников, излучающих электромагнитное поле в конечной полосе частот. Требование теоремы Ван Циттерта-Цернике (Thompson, Moran и Swenson, 2001) состоит в том, чтобы все эти точечные источники были взаимно независимыми – некогерентными, только в этом случае возможно связать функцию взаим-

ной когерентности поля с угловым распределением интенсивности излучения через преобразование Фурье. Несмотря на независимость источников излучения, поле на определенном расстоянии от этих источников будет обладать конечной степенью когерентности – функция взаимной когерентности (корреляции), измеренная в двух различных пространственных точках, будет отлична от нуля. Это объясняется тем, что поле в каждой точке является суммой полей от всех источников, а степень когерентности отражает то, как быстро меняются условия сложения полей в зависимости от расстояния между точками, в которых измеряются поля. Чем дальше от источников излучения находятся эти точки, тем слабее изменяются условия сложения. Отсюда следует, что степень пространственной когерентности будет нарастать по мере удаления от источников. В случае когда расстояния до источников можно приближенно заменить направлениями на источники, степень пространственной когерентности будет нарастать с уменьшением углового размера области излучения. Другими словами, пространственная когерентность поля связана с угловым распределением интенсивности излучения.

Более точно, пространственная когерентность, измеряемая радиоинтерферометром, связана с распределением интенсивности по углу выражением:

$$\hat{V}_{kl} = f(V_{kl}, k, l) = g_k g_l^* G_{kl} V_{kl} + \epsilon_{kl} + n_{kl}, \quad (3.1)$$

где $\hat{V}_{kl}$ – измеренная видность для пары антенн k, l , f – некая нелинейная функция, связывающая исходную и измеренную видности, g – комплексные коэффициенты передачи антенн (факторизируемая часть f), G – нефакторизируемая часть f , ϵ – шум коррелятора, n – тепловой шум. Решение системы нелинейных уравнений 3.1 возможно при факторизации f и при аппаратной минимизации G, ϵ . Факторизация уменьшает число переменных системы уравнений примерно в N , оставляя неизвестными только N коэффициентов передачи антенн при числе уравнений в системе $N/(N-1)/2$. Данные, получаемые СРГ, – это набор видностей $\hat{V}_{kl}$, измеренных корре-

лятором для всех пар антенн СРГ. Так как в данный момент времени СРГ принимает сигналы одной круговой поляризации и на одной рабочей частоте, то поток данных во времени представляет собой наборы видностей $\hat{V}_{kl}(t_i, polarization_j, \nu_f)$, измеренные в момент времени k , для поляризации l , на частоте ν_m . Время $t_i = t_0 + i\Delta\tau$, индекс поляризации меняется в пределах 0, 1, индекс частоты f меняется в пределах длины списка рабочих частот. Поток данных СРГ можно рассматривать в виде многомерной таблицы, каждая строка которой соответствует моменту времени, содержит индексы поляризации и частоты и набор комплексных видностей. Данные сохраняются в файлах формата FITS и доступны по адресу *ftp : //ftp.rao.istp.ac.ru/SRH*. Файлы данных разных частотных диапазонов СРГ хранятся в разных папках. Данные диапазона 3-6 ГГц хранятся в SRH0306, 6-12 ГГц в SRH0612 и 12-24 ГГц в SRH1224. Структура каталога каждого диапазона следующая: ГГГГ/ММ/ДД. Имя каждого файла данных содержит дату и время наблюдений. Например, маршрут файла данных диапазона 12-24, полученный 23 февраля 2025 в 04:40:24 UT будет *SRH1224/2025/02/23/srh_1224_20250223T044024.fit*. Ниже приводится структура файла исходных данных и пример доступа к данным СРГ на языке программирования Python. Скрипты для обработки исходных данных СРГ, используемые в примерах, доступны на *https : //github.com/svlesovoi/*. Прежде всего необходимо загрузить файл данных на свой компьютер. Сделать это можно разными способами. Рассмотрим, как это сделать с помощью скрипта.

```
import pylab as PL
import ftplib

with ftplib.FTP('ftp.rao.istp.ac.ru', 'anonymous') as ftp:
    ftp.cwd('SRH/SRH1224/2025/02/23/')
    filenames = ftp.nlst()
    srh_fits_name = [s for s in filenames if "T0440" in s]
    if srh_fits_name:
        with open(srh_fits_name[0], 'wb') as f:
```

```
ftp.retrbinary('RETR ' + srh_fits_name[0], f.write)
```

Если все прошло успешно, в текущем каталоге будет находиться файл: *srh_1224_20250223T044024.fit*. Его размер – примерно 100 МБ, поэтому может понадобится некоторое время для загрузки. Теперь можно открыть загруженный файл стандартными средствами для работы с FITS файлами и выполнить несколько строк кода.

```
from astropy.io import fits

fits_file = fits.open(srh_fits_name[0])
fits_file, fits_file[0].header, fits_file[1].header, fits_file[2].header,
    fits_file[3].header, fits_file[4].header
fits_file.close()
```

После выполнения этих строк на экране появится следующий листинг:

```
<astropy.io.fits.hdu.image.PrimaryHDU object at 0x7f27c2ae5900>,
<astropy.io.fits.hdu.table.BinTableHDU object at 0x7f27c3c0bfa0>,
<astropy.io.fits.hdu.table.BinTableHDU object at 0x7f27c2ae42e0>,
<astropy.io.fits.hdu.table.BinTableHDU object at 0x7f27c2ae66e0>,
<astropy.io.fits.hdu.table.TableHDU object at 0x7f27c2ae6e90>],

SIMPLE = T / file does conform to FITS standard
BITPIX = 8 / number of bits per data pixel
NAXIS = 0 / number of data axes
EXTEND = T / FITS dataset may contain extensions
ORIGIN = 'ISTP' , / Institue of Solar-Terrestrial Physics
TELESCOP= 'SSRT' , / Siberian Solar Radio Telescope
INSTRUME= 'SRH1224' , / 12-24 GHz Siberian Radioheliograph
OBJECT = 'The Sun' ,
OBS-LAT = '51.759' , / Observatory latitude N51.759d
OBS-LONG= '102.217' , / Observatory longitude E102.217d
OBS-ALT = '799' , / Observatory altitude 799m asl
FR_CHAN = '10' , / Frequency channel width 10MHz
Q_STEP = '1000' , / Quantizer step size
Q_TYPE = '0' , / Quantizer type 0,1 - odd,even number of
    levels
VERSION = 'SRH_1.02_20230923' , / local time, delay measurement
MDELAYS = 'Off' , / Measuring antenna delays
Q_LEVELS= '15' , / Quantizer levels number
DATE-OBS= '2025-02-23'
```

```

TIME-OBS= '04:40:24'
IF_1      = '30000'      / First intermediate frequency [KHz]
,

XTENSION= 'BINTABLE'    / binary table extension
BITPIX    =              8 / 8-bit bytes
NAXIS     =              2 / 2-dimensional binary table
NAXIS1    =             6956004 / width of table in bytes
NAXIS2    =             16 / number of rows in table
PCOUNT    =              0 / size of special data area
GCOUNT    =              1 / one data group (required keyword)
TFIELDS   =             13 / number of fields in each row
TTYPE1    = 'frequency'  / label for field  1
TFORM1    = '1J'         / data format of field: 4-byte INTEGER
TUNIT1    = 'Hz'         / physical unit of field
TTYPE3    = 'time_lcp'   / label for field  3
TFORM3    = '20D'        / data format of field: 8-byte DOUBLE
TUNIT3    = 'second'     / physical unit of field
TTYPE4    = 'time_rcp'   / label for field  4
TFORM4    = '20D'        / data format of field: 8-byte DOUBLE
TUNIT4    = 'second'     / physical unit of field
TTYPE5    = 'amp_lcp'    / label for field  5
TFORM5    = '4140K'      / data format of field: 8-byte INTEGER
TUNIT5    = 'watt'       / physical unit of field
TTYPE6    = 'amp_rcp'    / label for field  6
TFORM6    = '4140K'      / data format of field: 8-byte INTEGER
TUNIT6    = 'watt'       / physical unit of field
TTYPE7    = 'vis_lcp'    / label for field  7
TFORM7    = '426420C'    / data format of field: COMPLEX
TUNIT7    = 'correlation' / physical unit of field
TTYPE8    = 'vis_rcp'    / label for field  8
TFORM8    = '426420C'    / data format of field: COMPLEX
TUNIT8    = 'correlation' / physical unit of field
TTYPE9    = 'amp_c_lcp'  / label for field  9
TFORM9    = '4140K'      / data format of field: 8-byte INTEGER
TUNIT9    = 'watt'       / physical unit of field
TTYPE10   = 'amp_c_rcp'  / label for field 10
TFORM10   = '4140K'      / data format of field: 8-byte INTEGER
TUNIT10   = 'watt'       / physical unit of field
EXTNAME   = 'SRH_DATA'   / name of this binary table extension
,

```

```

XTENSION= 'TABLE' , / ASCII table extension
BITPIX = 8 / 8-bit ASCII characters
NAXIS = 2 / 2-dimensional ASCII table
NAXIS1 = 9 / width of table in characters
NAXIS2 = 207 / number of rows in table
PCOUNT = 0 / no group parameters (required keyword)
GCOUNT = 1 / one data group (required keyword)
TFIELDS = 2 / number of fields in each row
TTYPE1 = 'ant_name' / label for field 1
TBCOL1 = 1 / beginning column of field 1
TFORM1 = 'A5' / Fortran-77 format of field
TTYPE2 = 'ant_index' / label for field 2
TBCOL2 = 7 / beginning column of field 2
TFORM2 = 'A3' / Fortran-77 format of field
EXTNAME = 'SRH_ANT_NAMES' / name of this ASCII table extension
,

```

```

XTENSION= 'BINTABLE' / binary table extension
BITPIX = 8 / 8-bit bytes
NAXIS = 2 / 2-dimensional binary table
NAXIS1 = 32 / width of table in bytes
NAXIS2 = 207 / number of rows in table
PCOUNT = 0 / size of special data area
GCOUNT = 1 / one data group (required keyword)
TFIELDS = 7 / number of fields in each row
TTYPE1 = 'ant_index' / label for field 1
TFORM1 = '1J' / data format of field: 4-byte INTEGER
TTYPE2 = 'ant_X' / label for field 2
TFORM2 = '1J' / data format of field: 4-byte INTEGER
TUNIT2 = 'mm' / physical unit of field
TTYPE3 = 'ant_Y' / label for field 3
TFORM3 = '1J' / data format of field: 4-byte INTEGER
TUNIT3 = 'mm' / physical unit of field
TTYPE4 = 'ant_Z' / label for field 4
TFORM4 = '1J' / data format of field: 4-byte INTEGER
TUNIT4 = 'mm' / physical unit of field
TTYPE7 = 'ant_diameter' / label for field 7
TFORM7 = '1K' / data format of field: 8-byte INTEGER
TUNIT7 = 'm' / physical unit of field
EXTNAME = 'SRH_ANT' / name of this binary table extension
,

```

```

XTENSION= 'BINTABLE'          / binary table extension
BITPIX   =                      8 / 8-bit bytes
NAXIS    =                      2 / 2-dimensional binary table
NAXIS1   =                      8 / width of table in bytes
NAXIS2   =                    21321 / number of rows in table
PCOUNT   =                      0 / size of special data area
GCOUNT   =                      1 / one data group (required keyword)
TFIELDS  =                      2 / number of fields in each row
TTYPE1   = 'ant_A'            / label for field 1
TFORM1   = '1J'               / data format of field: 4-byte INTEGER
TTYPE2   = 'ant_B'            / label for field 2
TFORM2   = '1J'               / data format of field: 4-byte INTEGER
EXTNAME  = 'SRH_ANT_PAIRS'    / name of this binary table extension

```

Файл исходных данных содержит один PrimaryHDU, три BinTableHDU:

- SRH_DATA,
- SRH_ANT_NAMES,
- SRH_ANT

и ASCII таблицу SRH_ANT_PAIRS. Некоторые поля заголовков, устаревшие или избыточные, убраны из листинга. Основной HDU, необходимый пользователю, – это SRH_DATA. В нем содержатся таблицы рабочих частот (frequency), времени получения данных (time_lcp, time_rcp), некалиброванных мощностей (amp_lcp, amp_rcp, amp_c_lcp, amp_c_rcp) и взаимных мощностей пар антенн – видностей (vis_lcp, vis_rcp). Мощности amp_*ср и amp_c_*ср отличаются тем, что первые из них измерены цифровыми приемниками в многобитовом режиме, а вторые – коррелятором в режиме 1-го или 4-х битов. Таблица SRH_ANT_NAMES содержит информацию для преобразования индексов антенн в имена, принятые на CRF. Например, для диапазона 3-6 ГГц антенна с индексом 0 имеет имя N3001. Таблица SRH_ANT – координаты и диаметры антенн. Эта информация нужна для создания данных MeasurementSet при передаче данных в пакет CASA. Наконец, таблица SRH_ANT_PAIRS содержит индексы все

пар антенн, для которых измерены видности. Эта информация нужна для построения изображения. Таблица SRH_DATA содержит массивы данных разных размерностей. Например, данные time_lcp – это массив с размерностью 'число рабочих частот' x 'число отсчетов по времени'. Размерность данных vis_lcp – 'число рабочих частот' x 'число отсчетов по времени' x 'число пар антенн'. Однако, если проверить размерности данных из таблиц FITS файла, то они будут максимум двумерными. Для корректной работы с данными необходимо изменять размерности массивов. Кроме этого, для построения изображений требуется еще много функций. Все они реализованы в классе SrhFitsFile для каждого диапазона частот СРГ. Рассмотрим использование объектов класса SrhFitsFile1224 для данных диапазона 12-24 ГГц. Для остальных диапазонов все аналогично. Допустим, что мы успешно загрузили файл данных, как показано в примере выше. Выполним следующий код:

```
srh_fits = SrhFitsFile(srh_fits_name[0], 1025)
srh_fits.setFrequencyChannel(1)
srh_fits.calibrate(freq=1)
srh_fits.getHourAngle(0)
srh_fits.vis2uv(0, phaseCorrect=True)
srh_fits.uv2lmImage()
srh_fits.lm2Heliocentric()
fig = PL.figure(figsize=(8,4))
sp = fig.subplots(ncols=2)
sp[0].imshow(srh_fits.lcp,
             cmap='jet', vmin=1e3, vmax=5e5, origin='lower')
sp[1].imshow(srh_fits.rcp,
             cmap='jet', vmin=1e3, vmax=5e5, origin='lower')
```

После выполнения этого кода на экране должно появиться изображение Солнца, как на рисунке 3.1.

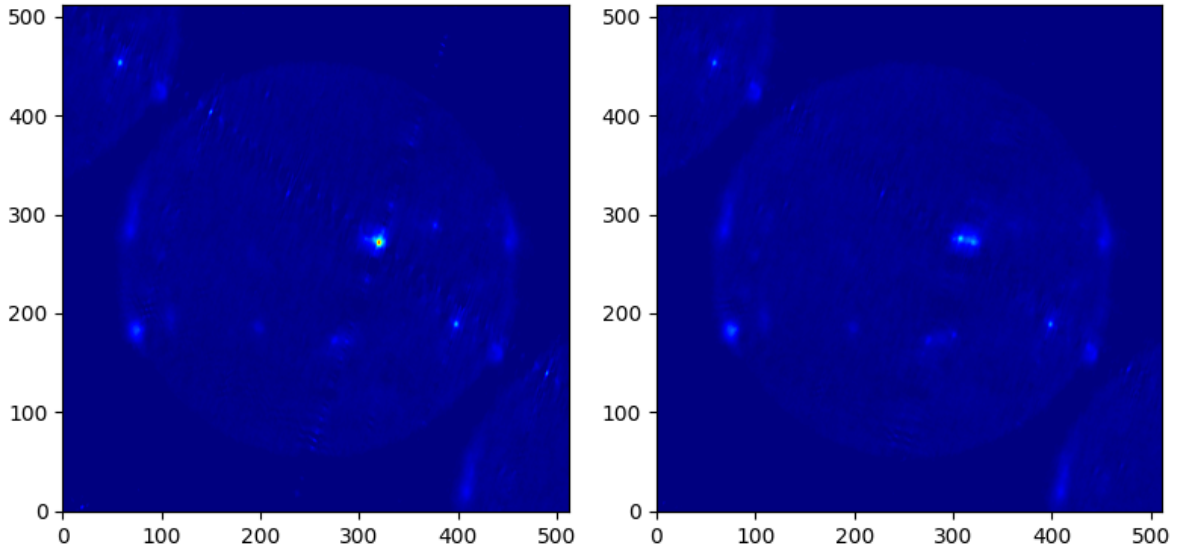


Рис. 3.1: Изображения, полученные СРГ 23 февраля 2025 г. в 04:40 UT на частоте 12.96 ГГц. Слева показаны данные LCP, справа RCP.

3.2.2 Корреляционные кривые

Изменение комплексных видностей во времени, вызванное солнечной активностью, позволяет исследовать события с малыми вариациями плотности потока (Sergey Lesovoi и Kobets, 2017), (Sergey Lesovoi и Kobets, 2018), (Arkadiy Uralov и др., 2025). Это возможно, потому что абсолютные значения видностей можно суммировать для повышения чувствительности. Получаемые таким образом данные многочастотного радиогелиографа – корреляционные кривые – характеризуются высокой чувствительностью по плотности потока, но для их интерпретации нужно ясное понимание, как именно они формируются и в каких случаях можно ожидать линейную связь между приращением плотности потока падающего излучения и приращением корреляционной кривой. Для этого рассмотрим работу двухэлементного корреляционного интерферометра, измеряющего функцию пространственной когерентности (видность) поля, падающего на пару антенн. Найдем изменение во времени ковариации сигналов от пары антенн, измеренной с помощью коррелятора, входящего в состав интерфе-

рометра, вызванное изменением плотности потока падающего излучения. Пусть сигналы от антенн k, l будут суммой сигнала от наблюдаемого объекта $s(t)$ и шумов $n_k(t)$ и $n_l(t)$ приемной системы $x_k(t) = \alpha(t)s(t) + n_k(t)$, $x_l(t) = \alpha(t)s(t) + n_l(t)$. Оба сигнала имеют шумовую природу, а коэффициент α отражает изменение во времени шума от исследуемого объекта. Например, при наблюдении солнечной вспышки, α – изменение во времени плотности потока радиоизлучения Солнца. Пусть сигналы x_k, x_l – действительные случайные величины с нормальным распределением, со средним равным 0 и с дисперсиями $\sigma_{x_k}^2, \sigma_{x_l}^2$. Совместная плотность вероятности x_k, x_l будет иметь вид:

$$f(x_k, x_l) = \frac{1}{2\pi\sqrt{(1-\rho^2)}} e^{-\frac{1}{2(1-\rho^2)} \left[\frac{x_k^2}{\sigma_{x_k}^2} - \frac{2\rho x_k x_l}{\sigma_{x_k} \sigma_{x_l}} + \frac{x_l^2}{\sigma_{x_l}^2} \right]}, \quad (3.2)$$

где ρ – коэффициент корреляции между x_k и x_l .

В каждой из величин x_k, x_l присутствует s , поэтому ковариация $\langle x_k x_l \rangle$ отлична от 0 и зависит от $\alpha(t)$. При изменении $\alpha(t)$ коэффициент корреляции меняется как:

$$\rho(t) = \frac{\langle x_k x_l \rangle}{\sigma_{x_k} \sigma_{x_l}} = \frac{\alpha^2(t)}{\alpha^2(t) + 1}. \quad (3.3)$$

В общем случае функция пространственной когерентности является комплексной из-за асимметрии протяженного источника. Поэтому перед вычислением ковариации сигналы x_k, x_l должны быть дополнены до аналитических $z_k = x_k + iy_k, z_l = x_l + iy_l$, где y_k, y_l связаны с x_k, x_l преобразованием Гильберта. Коррелятор вычисляет оценку ковариации C_{kl} , следуя тому, что для аналитических сигналов имеет место $\langle x_k x_l \rangle = \langle y_k y_l \rangle$ и $\langle x_k y_l \rangle = -\langle y_k x_l \rangle$ (Benkevitch и др., 2016) и, соответственно,

$$C_{kl} = \langle x_k x_l \rangle + i \langle x_k y_l \rangle = \langle z_k z_l^* \rangle / 2. \quad (3.4)$$

Комплексный коэффициент корреляции пары случайных величин z_k, z_l :

$$\rho_{kl} = \frac{\langle z_k z_l^* \rangle}{\sigma_{z_k} \sigma_{z_l}}. \quad (3.5)$$

Пусть $\hat{x}, \hat{y}$ - двухуровневые сигналы, полученные из x, y . Однобитовое квантование сигналов широко используется в радиоастрономии с целью уменьшения потока входных данных коррелятора. На выходе коррелятора формируется сигнал:

$$N\hat{C}_{kl} = \sum_{n=0}^{n=N-1} \hat{x}_{kn}\hat{x}_{ln} + i \sum_{n=0}^{n=N-1} \hat{x}_{kn}\hat{y}_{ln}, \quad (3.6)$$

где n отражает номер отсчета в выборке, полученной за время накопления. Дисперсия комплексной случайной величины $\sigma_z^2 = \langle x^2 \rangle + \langle y^2 \rangle$. У аналитического сигнала дисперсии действительной и мнимой частей равны, поэтому $\sigma_z^2 = 2\langle x^2 \rangle$. При двухуровневом квантовании случайной величины ее дисперсия равна 1, в этом случае выражение 3.5 приобретает вид

$$\hat{\rho}_{kl} = \frac{\langle \hat{z}_k \hat{z}_l^* \rangle}{2} = \hat{C}_{kl}. \quad (3.7)$$

Рассмотрим для начала действительную часть выражения 3.6. Из теоремы Прайса (Price, 1958) следует, что

$$\frac{\partial \langle \hat{x}_k \hat{x}_l \rangle}{\partial \rho_{xx}} = \left\langle \frac{\partial^2 \hat{x}_k \hat{x}_l}{\partial x_k \partial x_l} \right\rangle. \quad (3.8)$$

Функцию, преобразующую x в $\hat{x}$, можно записать в виде разности функций Хевисайда: $\eta(x) - \eta(-x)$, производная от которой равна $2\delta(x)$. Тогда, с учетом правил дифференцирования, выражение для производной ковариации запишется как:

$$\frac{\partial \langle \hat{x}_k \hat{x}_l \rangle}{\partial \rho_{xx}} = \left\langle \frac{\partial \hat{x}_k}{\partial x_k} \frac{\partial \hat{x}_l}{\partial x_l} \right\rangle = \langle 4\delta(x_k) \delta(x_l) \rangle. \quad (3.9)$$

Имея в виду определение математического ожидания для функции случайной величины, получаем:

$$\frac{\partial \langle \hat{x}_k \hat{x}_l \rangle}{\partial \rho_{xx}} = \int \int 4\delta(z_k)\delta(x_l)f(x_k, x_l)dx_k dx_l = \frac{2}{\pi\sqrt{(1-\rho_{xx}^2)}}. \quad (3.10)$$

Откуда получаем:

$$\langle \hat{x}_k \hat{x}_l \rangle = \frac{2}{\pi} \arcsin(\rho_{xx}). \quad (3.11)$$

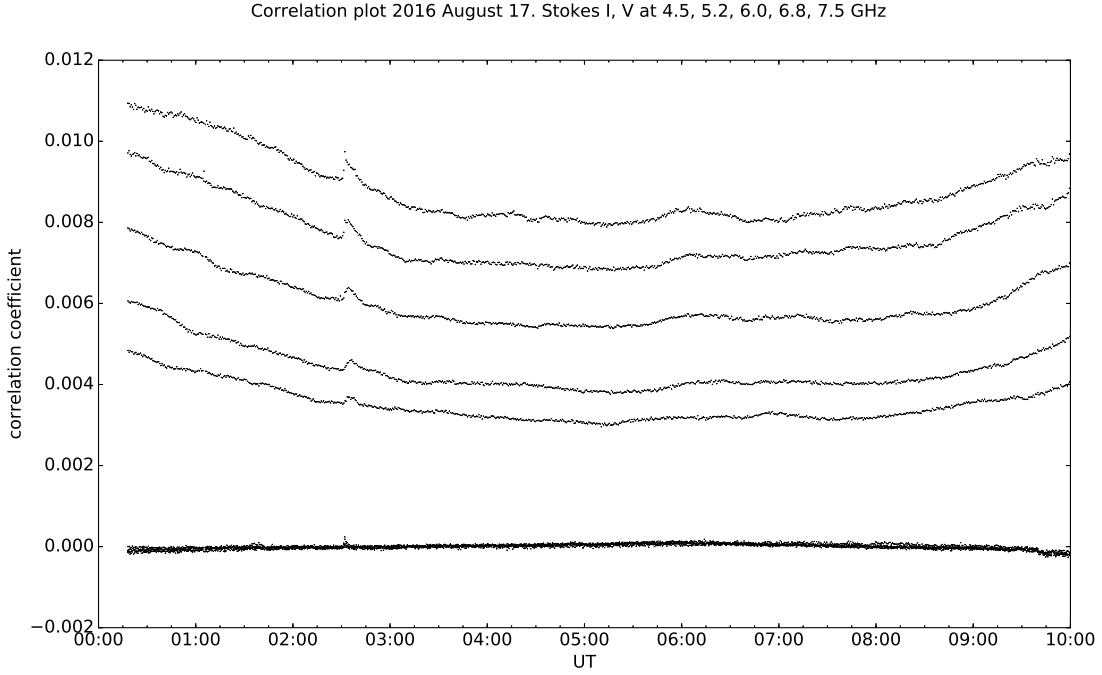


Рис. 3.2: Корреляционные кривые Сибирского радиогелиографа, полученные 17 августа 2016 г..

Выполнив аналогичные выкладки для $\langle x_k y_l \rangle$, получим

$$\langle \hat{x}_k \hat{y}_l \rangle = \frac{2}{\pi} \arcsin(\rho_{xy}). \quad (3.12)$$

Таким образом, накопленная коррелятором оценка ковариации комплексных двухуровневых сигналов, полученных из исходных величин, с точностью до коррекции ван Флека ((Van Vleck и Middleton, 1966), (Benkevitch и др., 2016)) равна комплексному коэффициенту корреляции исходных величин. Задача радионтерферометра – измерять комплексные видности, связанные с компонентами пространственного спектра распределения интенсивности излучения по углам. Именно измеренные видности позволяют получать изображения исследуемых объектов. Видность отличается от соответствующего коэффициента корреляции амплитудным множителем.

$$\rho_{kl} = \sin\left(\frac{\pi}{2} \langle \hat{x}_k \hat{x}_l \rangle\right) + i \sin\left(\frac{\pi}{2} \langle \hat{x}_k \hat{y}_l \rangle\right). \quad (3.13)$$

Корреляционные кривые, показанные на рисунке 3.2, – это усредненные

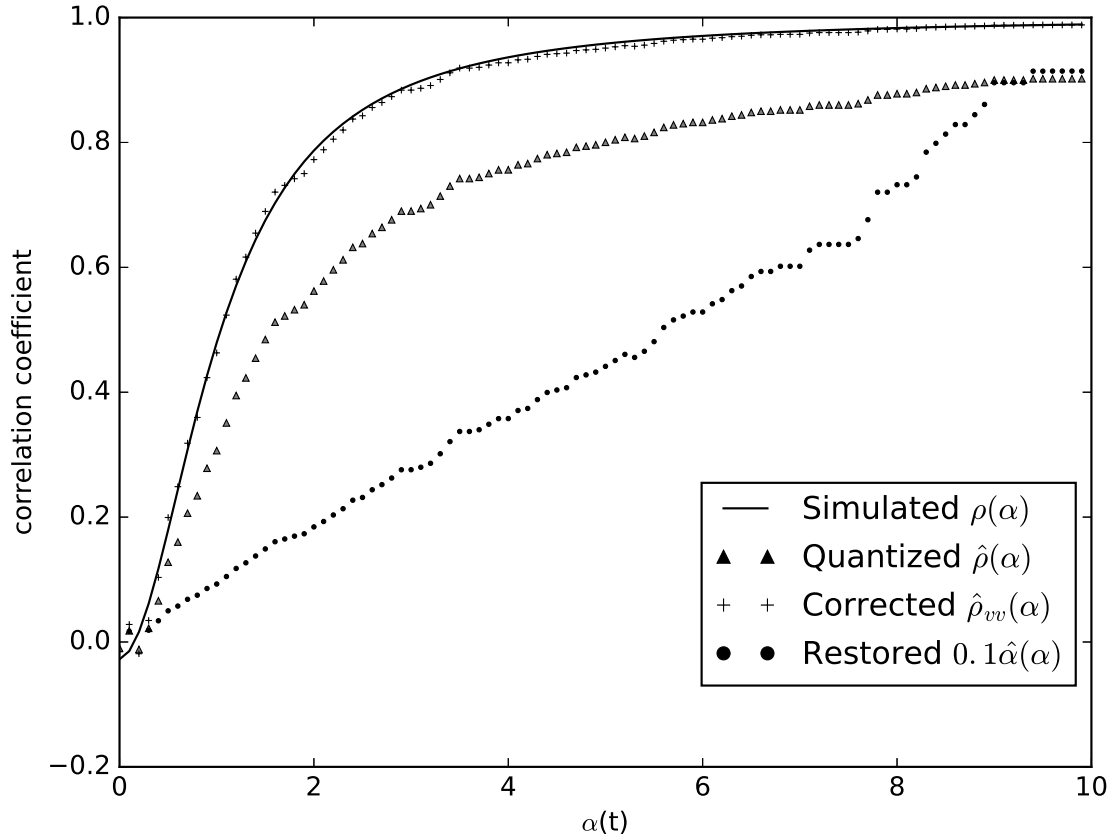


Рис. 3.3: Отклик двухуровневого коррелятора в зависимости от отношения сигнал-шум входных сигналов. Сплошной кривой показан результат моделирования отклика коррелятора на сигналы, не прошедшие квантование. Треугольными маркерами показан результат моделирования отклика коррелятора в случае двухуровневого квантования. Маркеры '+' соответствуют коррекции ван Флека. Кружками показана зависимость $\alpha(t)$, восстановленная из отклика коррелятора на двухуровневые сигналы.

абсолютные значения коэффициентов корреляции, измеренные на определенных частотах:

$$\rho(t_n, \nu_m) = \frac{1}{KL} \sum_{k=0}^{K-1} \sum_{l=0}^{L-1} |\rho_{kl}(t_n, \nu_m)|, \quad (3.14)$$

где K, L - число антенн радиогелиографа в направлениях Восток-Запад и Юг.

Из зависимости ковариации квантованных сигналов от времени (3.3) можно получить величину, линейно связанную с изменением во времени плотности потока принятого излучения:

$$\alpha(t_n, \nu_m) = \sqrt{\frac{\rho(t_n, \nu_m)}{1 - \rho(t_n, \nu_m)}}. \quad (3.15)$$

Зависимость, восстановленная таким способом, показана на рисунке 3.3.

Корреляционные кривые или, другими словами, кросскорреляционные спектры – это вид регулярных данных СРГ. Такие спектры вычисляются в реальном времени во время наблюдений, публикуются на сайте СРГ <https://badary.iszf.irk.ru/srhCorrPlot.php> и хранятся после окончания наблюдений в папке <ftp://ftp.rao.istp.ac.ru/SRH/corrPlot>. Рассмотрим структуру файла данных кросскорреляционных спектров. Аналогично тому, как это делалось выше для исходных файлов СРГ, сначала загрузим файлы данных.

```
with ftplib.FTP('ftp.rao.istp.ac.ru', 'anonymous') as ftp:
    ftp.cwd('SRH/corrPlot/2025/02/')
    filenames = ftp.nlst()
    srh_xspectra = [s for s in filenames if "20250223" in s]
    if srh_xspectra:
        for xspectrum in srh_xspectra:
            with open(xspectrum, 'wb') as f:
                ftp.retrbinary('RETR ' + xspectrum, f.write)
```

Теперь можно распечатать заголовки одного из загруженных файлов. Структура файлов всех диапазонов одинакова. Если выполнить следующие строки кода:

```
xfits = fits.open(xspectrum)
print(xfits, xfits[0].header, xfits[1].header, xfits[2].header)
xfits.close()
```

ТО НА ЭКРАНЕ ПОЯВИТСЯ ЛИСТИНГ:

```
[<astropy.io.fits.hdu.image.PrimaryHDU object at 0x7f27962d0ac0>,
<astropy.io.fits.hdu.table.BinTableHDU object at 0x7f2796291ed0>,
<astropy.io.fits.hdu.table.BinTableHDU object at 0x7f27962d1960>,
<astropy.io.fits.hdu.table.TableHDU object at 0x7f2796293970>]
```

```
SIMPLE = T / conforms to FITS standard
BITPIX = 8 / array data type
NAXIS = 0 / number of array dimensions
EXTEND = T
```

```
DATE-OBS= '2025-02-23'
TIME-OBS= '08:54:01'
INSTRUME= 'SRH'
ORIGIN = 'ISTP'
OBS-LAT = '51.759'
OBS-LONG= '102.217'
OBS-ALT = '799'
FR_CHAN = '10'
```

```
XTENSION= 'BINTABLE' / binary table extension
BITPIX = 8 / array data type
NAXIS = 2 / number of array dimensions
NAXIS1 = 8 / length of dimension 1
NAXIS2 = 16 / length of dimension 2
PCOUNT = 0 / number of group parameters
GCOUNT = 1 / number of groups
TFIELDS = 1 / number of table fields
TTYPE1 = 'frequencies'
TFORM1 = 'D'
```

```
XTENSION= 'BINTABLE' / binary table extension
BITPIX = 8 / array data type
NAXIS = 2 / number of array dimensions
NAXIS1 = 436800 / length of dimension 1
NAXIS2 = 16 / length of dimension 2
PCOUNT = 0 / number of group parameters
GCOUNT = 1 / number of groups
TFIELDS = 7 / number of table fields
```

```

TTYPE1 = 'time      '
TFORM1 = '7800D     '
TTYPE2 = 'I         '
TFORM2 = '7800D     '
TTYPE3 = 'V         '
TFORM3 = '7800D     '
TTYPE4 = 'flux_I    '
TFORM4 = '7800D     '
TTYPE5 = 'flux_V    '
TFORM5 = '7800D     '

```

из которого видно, что файл данных кросскорреляционных спектров содержит один PrimaryHDU, две BinTableHDU и одну ASCII таблицу. Для пользователя интерес представляют две бинарных таблицы. В первой из них содержатся рабочие частоты, а во второй – время и данные: интегральный поток (flux_I, flux_V) и корреляции (I, V). Интегральный поток – это среднее потоков от всех антенн. Корреляция, в данном контексте, – это среднее от абсолютного значения комплексных коэффициентов корреляции для всех пар антенн. Если число антенн в решетке N , тогда чувствительность среднего по всем антеннам в $\sqrt{N}$ раз выше, чем чувствительность одной антенны. Чувствительность корреляционной кривой при наблюдении точечного источника в $\sqrt{N(N-1)/2} \approx N/\sqrt{2}$ выше чувствительности одной антенны. Поэтому для событий с компактными источниками излучения, корреляционные кривые – это самые чувствительные данные СРГ. Ниже приведен пример обработки данных кросскорреляционных спектров.

```

import pylab as PL
from astropy.io import fits
import matplotlib.colors as colors
from matplotlib.patches import Rectangle

fig = PL.figure()
grid_spec = fig.add_gridspec(2,2)
sp0 = fig.add_subplot(grid_spec[0,0:2])
sp1 = fig.add_subplot(grid_spec[1,0:1])
sp2 = fig.add_subplot(grid_spec[1,1:])

```

```

freq_line = 0
freq_scale = 0.015
for xspectrum in srh_xspectra:
    with fits.open(xspectrum) as xfits:
        n_freqs = xfits[1].data['frequencies'].shape[0]
        if (freq_line == 0):
            color_list = colors.LinearSegmentedColormap.from_list(PL.cm.datad['
                gist_rainbow'], colors=['r','g','b'], N=3*n_freqs)
        for ff in range(n_freqs):
            sp0.plot(xfits[2].data['time'][ff],xfits[2].data['I'][ff] + freq_scale*
                freq_line,color=color_list(freq_line))
            sp1.plot(xfits[2].data['time'][ff],xfits[2].data['I'][ff] + freq_scale*
                freq_line,color=color_list(freq_line))
            sp2.plot(xfits[2].data['time'][ff],xfits[2].data['I'][ff] + freq_scale*
                freq_line,color=color_list(freq_line))
            sp0.add_patch(Rectangle((7500,0.01), 1000, 0.8,facecolor='none',
                edgecolor='black',linewidth=1.5))
            sp0.add_patch(Rectangle((23000,0.3), 6000, 0.1,facecolor='none',
                edgecolor='black',linewidth=1.5))
            freq_line += 1
sp0.set_xlabel('UT')
sp0.set_ylabel('correlation')
sp0.set_xlim(5000,30000)
sp1.set_xlabel('UT')
sp1.set_ylabel('correlation')
sp1.set_xlim(7500,8500)
sp1.set_ylim(0.01,0.81)
sp2.set_xlabel('UT')
sp2.set_ylabel('correlation')
sp2.set_xlim(23000,29000)
sp2.set_ylim(0.3,0.4)

```

После выполнения этого кода на экране появятся графики корреляционных кривых (рисунок 3.4) для всех рабочих частот СРГ с выделенными участками для более подробного представления.

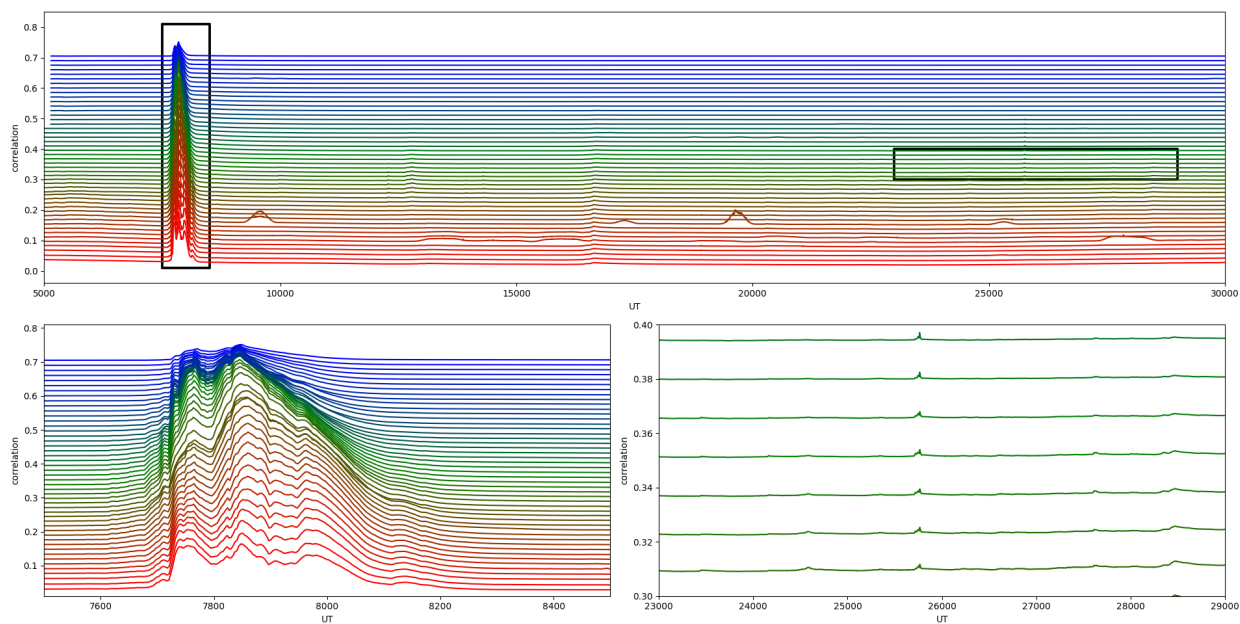


Рис. 3.4: Корреляционные кривые, полученные СРГ 23 февраля 2025 г. в диапазоне частот 3-24 ГГц. Цвет кривых соответствует частоте, красный – 3 ГГц, фиолетовый – 24 ГГц. Верхняя панель показывает весь день наблюдений, две нижние показывают выделенные на верхней панели участки графиков. В области низких частот видны отклики на геостационарные спутники.

Глава 4

Результаты наблюдений на модернизированном ССРТ

4.1 Корональная магнитография с использованием изображений ССРТ

Задача измерения магнитного поля в солнечной короне является одной из самых привлекательных в физике Солнца. Есть несколько способов оценивать величину магнитного поля по микроволновому излучению короны. Одни из них основываются на особенностях механизмов излучения (гирорезонансный или тепловой) ((С. Е. Alissandrakis, Kundu и Lantos, 1980), (Gelfreikh и Shibasaki, 1999)), другие на особенностях распространения микроволнового излучения в плазме, находящейся в магнитном поле. Например, важным является определение наличия нулевых линий и точек магнитного поля, в окрестности которых часто начинаются вспышки (V. Grechnev, Meshalkina, A. Uralov и др., 2020). В данной работе исследовался метод измерения магнитного поля в плоскости, перпендикулярной лучу зрения. Метод основывается на наблюдениях инверсии поляризации ((Peterova и Akhmedov, 1974)) при распространении микроволнового излучения в ква-

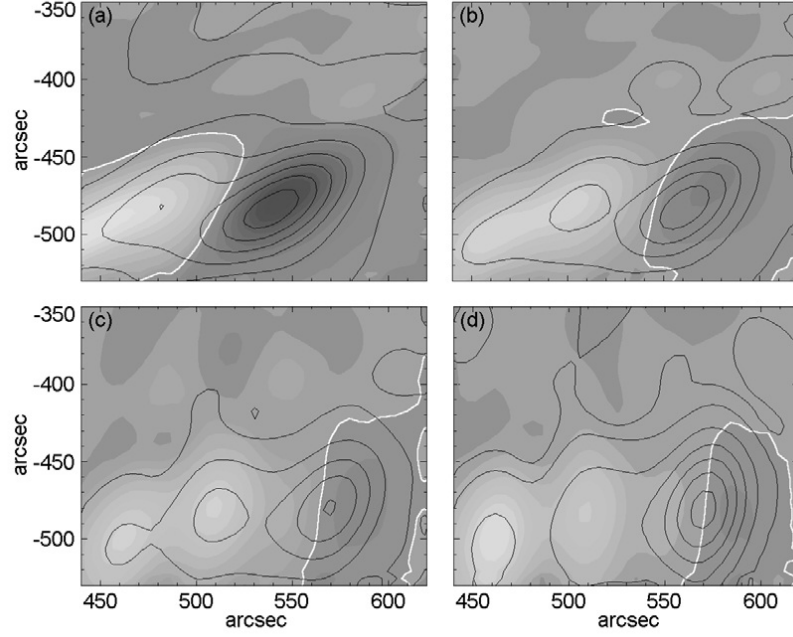


Рис. 4.1: Изображения активной области 8365 на длине волны 5.2 см, полученные на ССРТ 22 октября 1998 в 2:54 UT, 3:54 UT, 5:54 UT, 6:54 UT. Черные контуры – параметр Стокса I, полутона – V, белый контур – линия деполяризации ($V = 0$). Уровни контуров интенсивности $I = [5, 20, 40, 60, 80, 100, 120] \times 10^4$ К. Светлые полутона соответствуют правой круговой поляризации, темные – левой. Уровни $V = [5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100] \times 10^4$ К.

зипоперечном магнитном поле. Поляризация микроволнового излучения, прошедшего через область плазмы с поперечным к направлению распространения магнитным полем, определяется относительно исходной поляризации следующим соотношением (Ryabov и др., 2005):

$$\rho^V = \rho_0^V (2e^{-2\delta_0} - 1), \quad (4.1)$$

где $2\delta_0 \approx 1.15 \times 10^{-25} B^3 N L_\alpha \lambda^4$. В свою очередь, N – плотность плазмы, L_α – расходимость магнитного поля, λ – длина волны электромагнитного излучения. Если принять в качестве константы ((Ryabov и др., 2005)) $N L_\alpha = 10^{18} \text{ cm}^{-2}$, то можно оценить магнитное поле в области квазипопе-

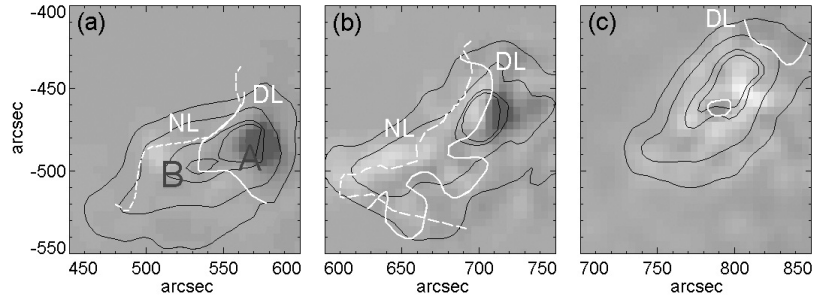


Рис. 4.2: Изображения активной области 8365 на длине волны 1.76 см, полученные на NoRH 22-24 октября 1998. Черные контуры – интенсивность $I = [2, 4, 8, 10, 20] \times 10^4$ К. Светлые полутона соответствуют правой круговой поляризации, темные – левой. Масштаб V отличается на различных изображениях.

речного распространения:

$$B \approx -2.05 \times 10^2 \lambda^{-4/3} \ln^{1/3} (0.5P + 0.5), \quad (4.2)$$

где $P = \rho^V / \rho_0^V$ – нормализованная степень поляризации. Такой метод наиболее чувствителен к величине магнитного поля B , при котором ρ^V обращается в 0. Более точно, наилучшая чувствительность метода соответствует

$$\rho^V = \rho_0^V \left[2e^{-2/3} - 1 \right] \approx 2.68 \times 10^{-2} \rho_0^V. \quad (4.3)$$

Таким образом, микроволновые наблюдения на длине волны λ (в см) наиболее чувствительны к магнитному полю (в Гауссах) в области квазипоперечного распространения :

$$B \approx 180 \lambda^{-4/3}. \quad (4.4)$$

Отсюда можно оценить диапазоны величин магнитных полей, доступных для измерения таким методом на данной длине волны. Для длины

волны ССРТ 5.2 см поле можно измерять в диапазоне $7 - 35\text{ G}$, для NoRH (1.76 см) поле может быть в диапазоне $28 - 150\text{ G}$. Процедура измерения следующая. Нужно выбрать активную область, проходящую от центра солнечного диска до лимба без изменений в структуре. В качестве ρ_0^V нужно взять изображение степени поляризации в момент пересечения активной областью центр солнечного диска. Нормализованные изображения ρ^V/ρ_0^V , соответствующие различным углам распространения микроволнового излучения, можно преобразовать в корональные магнитограммы. Доказательство того, что имеет место эффект распространения в квазипоперечном магнитном поле, можно получить из наблюдений за поляризацией источников в течение нескольких дней. Полученные таким методом магнитограммы показывают проекции на картинную плоскость особенностей магнитного поля в области квазипоперечного распространения микроволнового излучения. Отметим, что линия деполяризации на таких магнитограммах должна стремиться к нейтральной линии фотосферного поля с уменьшением рабочей длины волны. По мере перемещения источника к западному лимбу линия деполяризации должна смещаться в западном направлении. На рисунке 4.1 показаны четыре изображения активной области 8365, полученные ССРТ на длине волны 5.2 см с интервалом в час. Смещение линии деполяризации к западному лимбу хорошо видно. Градиент поля должен быть направлен с Запада на Восток, если источник находится в западной полусфере. С увеличением рабочей длины волны должно наблюдаться сглаживание магнитограмм из-за увеличения соответствующей высоты магнитограммы. Нужно отметить, что определение высоты слоя квазипоперечного поля различными методами дает результата одного порядка. Для длины волны ССРТ (5.2 см) высоты находятся в пределах $7 \times 10^9 - 1.4 \times 10^{10}$ см. Сравнение данных о корональном магнитном поле, полученных из наблюдения за деполяризацией за счет распространения в квазипоперечном магнитном поле с результатами экстраполяции фотосферного магнитного поля показывают, что соответствие достигается лучше при линейном бессиловом приближе-

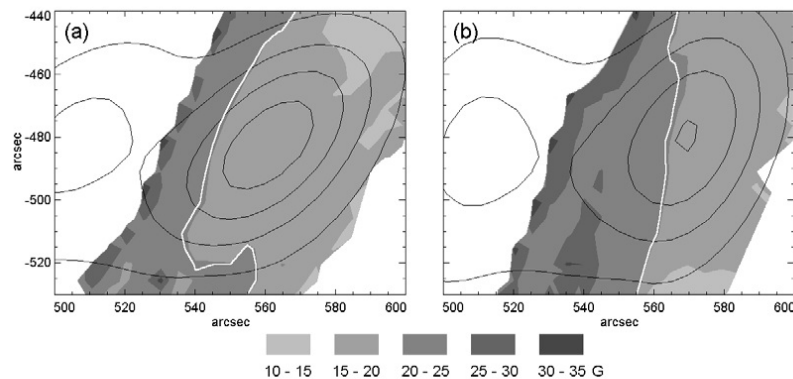


Рис. 4.3: Контуры показывают интенсивность на длине волны 5.2 см, полутона - магнитное поле. Линия деполаризации показана белым цветом.

нии, чем при потенциальном приближении. Это согласуется с результатами, полученными другими исследователями ((Jeongwoo Lee и др., 1999)).

На рисунке 4.2 показаны изображения активной области 8365 на длине волны 1.76 см, полученные на NoRH. Чтобы избежать влияние отсечек при восстановлении изображения, исследовалась степень поляризации в областях, где яркостная температура превышала 2×10^4 K.

На рисунках 4.3, 4.4 показаны корональные магнитограммы, полученные по данным ССРТ и NoRH. Данные ССРТ были нормализованы на степень поляризации этого же дня наблюдений – 22 октября 1998. Данные NoRH относятся к 23 октября 1998, а нормализованы на данные 22 октября 1998 г. Трудности, с которыми сталкивается вышеописанный метод получения корональных магнитограмм, вызваны прежде всего высотой области квазипоперечного магнитного поля ((Peterova, 1975)), а так же с точностью измерения поляризации в микроволновом диапазоне, которая обычно составляет несколько процентов, а так же с эволюцией активной области. Изменение угла зрения, необходимое для данного метода, достигается за счет вращения Солнца. Это требует часов, а может и дней. Изменения в

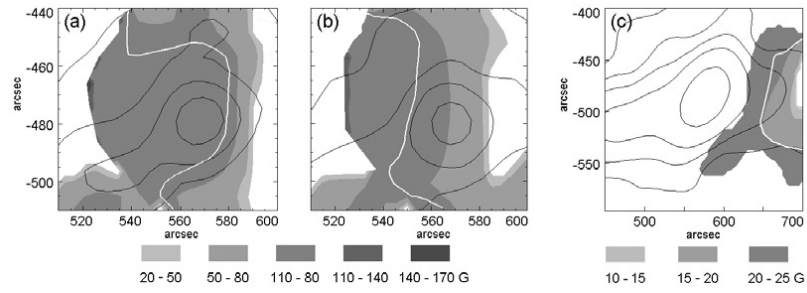


Рис. 4.4: На (а, b) контуры показывают интенсивность на длине волны 1.76 см, полутона - магнитное поле, полученные по данным NoRH. В части (с) показана корональная магнитограмма, наложенная на контуры интенсивности на длине волны 5.2 см (ССРТ). Линия деполяризации показана белым цветом.

структуре активной области за это время могут быть весьма значительными. Еще одним ограничением является изменение с высотой NL_α , в то время как метод требует, чтобы это было константой. Кроме динамики искажения в магнитограммы могут вноситься эффектами распространения, не связанными с распространением в квазипоперечном магнитном поле. К преимуществам метода можно отнести независимость результата от механизма микроволнового излучения. Чтобы результат был наиболее достоверным, нужно выбирать активные области без микроволновых источников вблизи вершины петли и с минимальной динамикой.

4.2 Трехмерная структура микроволновых источников по данным ССРТ, NoRH, РАТАН600

Солнечная активность во многом зависит от коронального магнитного поля. Однако, измерение магнитного поля в короне весьма затруднено. Трехмерные структуры, видимые в ультрафиолетовом (УФ) излучении, не обязательно следуют магнитным силовым линиям. Интенсивность УФ излучения зависит от комбинации меры эмиссии, температуры плазмы и от относительного количества изотопов в плазме. Поэтому УФ петли могут отклоняться от магнитных силовых линий. В настоящее время анализ коронального магнитного поля проводится путем экстраполяции магнитного поля, полученного на уровне фотосферы. Используются либо проекции на луч зрения, либо полный вектор магнитного поля. Нет единственного подхода к экстраполяции магнитного поля на уровне фотосферы в корону, где поле должно иметь бессиловую структуру. Поэтому были разработаны несколько методов, включая экстраполяцию потенциального поля, бессилового поля (линейную и нелинейную) и аппроксимацию моделью с некоторым числом подфотосферных диполей. Проверки этих методов да-

ют противоречивые результаты. В частности, сравнение магнитных силовых линий с трехмерными петлями, видимыми в УФ излучении, привели к заключению, что потенциальная экстраполяция работает лучше, чем соответствующая нелинейная экстраполяция бессилового поля ((DeRosa и др., 2009)). В то же время, Сэндман ((Sandman и др., 2009)) заключил, что поле, составленное из нескольких подфотосферных диполей работает еще лучше. С другой стороны, надежно установлено, что солнечная активность требует выделения свободной энергии магнитного поля в короне, что подразумевает отличие коронального поля от поля потенциального. Сегодня признано, что магнитограммы, полученные по наблюдениям хромосферы, дают более подходящие граничные условия для экстраполяции. Для выбора метода экстраполяции и модели магнитного поля необходимы независимые измерения магнитного поля в короне.

В отличие от УФ и рентгеновского излучения, которые не зависят прямо от напряженности магнитного поля, гиротронное и гирорезонансное излучения связаны с магнитным полем непосредственно. Поэтому измерение параметров радиоизлучения дает прямую информацию о магнитном поле. Гиротронное излучение требует наличия большого числа быстрых электронов, чтобы доминировать в спектре радиоизлучения. Для возникновения гирорезонансного излучения достаточно стационарной тепловой плазмы, и поэтому оно может быть использовано для оценки магнитного поля в месте возникновения этого излучения. К сожалению, гирорезонансное излучение не несет информации о высоте источника этого излучения. Вместо этого спектр гирорезонансного источника в активной области дает температуру плазмы, как функцию частоты излучения, которая, в свою очередь, пропорциональна магнитному полю. Поэтому для получения трехмерной структуры коронального магнитного поля необходимо получать дополнительную информацию о высоте гирорезонансного источника. Один из путей для этого – взять некую модель магнитного поля и аппроксимировать радиоизображение изгауссовой поверхностью. Очевид-

но, что в таком случае невозможно проверить правильность модели. Поэтому был использован следующий подход, предложенный в работах (С. Е. Alissandrakis, Kundu и Lantos, 1980), (Aschwanden и др., 1995), – использовать вращение Солнца для оценки высоты гирорезонансного источника над спокойной активной областью. В работе (Aschwanden и др., 1995) анализировался отклик, полученный Owens Valley Radio Observatory, на гирорезонансный источник в короне Солнца в полосе частот 10-14 ГГц и было продемонстрировано, что из наблюдений того, как меняется отклик на гирорезонансный источник, можно получать информацию об его высоте над фотосферой.

Был разработан оптимизирующий алгоритм для использования стереоскопии за счет вращения Солнца, он был проверен на моделях и применен к данным ССРТ, NoRH и РАТАН-600. Алгоритм работает следующим образом. Предполагается, что стационарные структуры движутся вместе с фотосферными пятнами на некоторой высоте h , имея постоянные, но неизвестные смещения по широте $\delta\lambda$ и долготе $\delta\phi$ относительно постоянной широты активной области λ и переменной во времени ее долготы $\phi = \phi_0 + \omega(t - t_0)$, где ϕ_0 – это начальная долгота в какой-то момент времени t_0 . Кроме двух свободных параметров $\delta\lambda$ и $\delta\phi$ подбирается еще и параметр $\rho = R/R_{sun}$ – отношение неизвестного радиуса источника и видимого радиуса Солнца, выраженного в угловых секундах. Использование ρ вместо R делает результат независимым от расстояния между Землей и Солнцем. Пробные гелиосферические координаты $(R = \rho R_{sun}, \phi + \delta\phi, \lambda + \delta\lambda)$ преобразуются в гелиоцентрические координаты $(\tilde{x}_i, \tilde{y}_i)$ и сравниваются с гелиоцентрическими координатами источника (x_i, y_i) с целью минимизации функции

$$\sigma_{2D}^2(\rho, \delta\phi, \delta\lambda) = \frac{1}{2N - n} \sum_{i=1}^N \left\{ [x_i - \tilde{x}_i(\rho, \delta\phi, \delta\lambda)]^2 + [y_i - \tilde{y}_i(\rho, \delta\phi, \delta\lambda)]^2 \right\}, \quad (4.5)$$

представляющей собой сумму квадратов разностей координат, отнесенную к степени свободы $2N - n$ с числом свободных параметров модели n , ко-

торое может быть в диапазоне от 1 до 3. Хотя эта минимизированная функция зависит от всех трех оптимизируемых параметров, тем не менее она определяет верхний предел неопределенности в высоте источника: $h = (\rho - 1) R_{sun} \pm \sigma_{2D}$. При использовании одномерных данных минимизируется функция

$$\sigma_{1D}^2(\rho, \delta\phi, \delta\lambda) = \frac{1}{2N - n} \sum_{i=1}^N \left\{ \left[\xi_i - \tilde{\xi}_i(\rho, \delta\phi, \delta\lambda) \right]^2 \right\}, \quad (4.6)$$

где $\xi = x \cos(P) - y \sin(P)$ проекция двумерных координат на направление сканирования.

Вышеописанный алгоритм был использован для оценки высот источника радиоизлучения на различных частотах для активной области NOAA 10956, подразумевая, что на протяжении рассматриваемого интервала времени в этой активной области не было значительных структурных изменений. Как было показано в (), наблюдаемая позиция гирорезонансного источника зависит от его долготы, другими словами, от угла зрения. Но используемые данные не позволяют учесть этот эффект. Для оценки высоты источника над фотосферой были использованы данные ССРТ на частоте 5.7 ГГц, NoRH – 17 ГГц и одномерные данные РАТАН-600 в интервале частот 5.98-15.95 ГГц. Как первый шаг использовались данные MDI карты фотосферного магнитного поля, чтобы отследить движение активной области 10956 с 13 мая 2007 г. по 23 мая 2007 г. Гелиоцентрические координаты области были преобразованы в гелиосферические, скорость изменения долготы была определена линейной аппроксимацией как $\omega = (1.5501 \pm 0.0003) \times 10^{-4} \text{deg/s}$. Широта активной области, полученная из карт MDI $\lambda = (0.99 \pm 0.11)^\circ N$, согласуется с общепринятой формулой дифференциального вращения, которая дает $\omega = (1.54671 \pm 0.00002) \times 10^{-4} \text{deg/s}$ для такой широты.

Полученные скорость вращения и широта были использованы для алгоритма двумерной оптимизации, чтобы получить высоты источников по

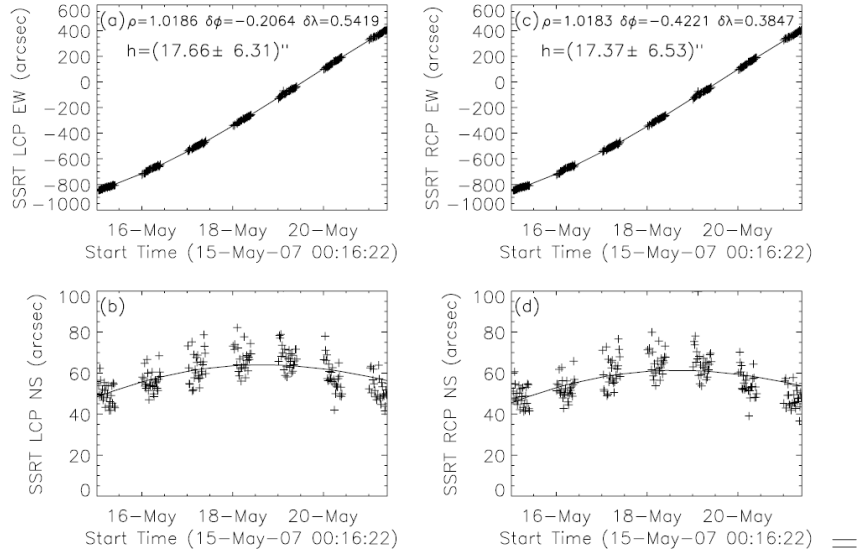


Рис. 4.5: Результаты оптимизации положения микроволновых источников по данным ССРТ с 15 мая 2007 г по 21 мая 2007 г в левой (левая колонка) и правой (правая колонка) круговых поляризациях. В верхней части показаны исходные данные (символ плюс) и аппроксимирующие кривые (сплошная линия) для гелиоцентрических координат EW. В нижней части то же самое для гелиоцентрических координат NS. Параметры оптимизации и полученные высоты показаны на панелях а) и с). За время наблюдений не зафиксировано значимых изменений в структуре источников, поэтому большой разброс в координатах NS имеет инструментальный характер.

данным ССРТ и NoRH на частотах 5.7 ГГц и 17 ГГц соответственно. На рисунке 4.5 показаны результаты двумерной оптимизации, базирующейся на данных ССРТ на интервале с 15-го мая по 21-е мая 2007 г. для левой (левая колонка) и правой (правая колонка) круговых поляризаций. Данные (знак +) и результат оптимизированной аппроксимации (сплошная линия) В-З солнечных координат источников левой и правой круговых поляризаций показаны в верхней строке рисунка 4.5. В нижней строке показаны данные и результат аппроксимации для С-Ю координат этих источников. Изменений в структуре АО не наблюдалось за время выборки данных, поэтому разброс результатов по С-Ю носит инструментальный характер. Не было обнаружено различий между результатами аппроксимации реальных данных и тестовых. Поэтому был сделан вывод, что в рамках имеющейся точности определения координат влияние угла зрения, под которым наблюдается гирорезонансный источник, мало. Оптимизированная аппроксимация дает радиусы и угловые смещения гелиоцентрических координат АО для левой и правой круговых поляризаций: $(\rho = 1.0186, \delta\phi = -0.2064, \delta\lambda = 0.5419)$ и $(\rho = 1.0183, \delta\phi = -0.4221, \delta\lambda = 0.3847)$. Оценки относительных высот источников были преобразованы в наблюдаемые высоты $h = (17.66 \pm 6.31)''$ и $h = (17.37 \pm 6.53)''$, соответствующих $R_{sun} = 948.1''$ – видимый с Земли радиус Солнца в время наблюдений 18 мая 2007 г. в 06:06:20 UT, это время получения магнитограмм Hinode, используемых для экстраполяции магнитного поля.

Рисунок 4.6 показывает результаты двумерной оптимизации данных NoRH на частоте 17 ГГц, относящихся к тому же интервалу времени, что и данные ССРТ. На первый взгляд, высоты источников RCP и LCP на 17 ГГц, $h = (18.61 \pm 8.82)''$ и $h = (18.68 \pm 8.45)''$, соответственно, не согласуются с ожиданием того, что источники излучения более высоких частот располагаются ближе к фотосфере, чем источники низких частот. Однако, нужно отметить, что слишком большие ошибки в этих данных не позволяют анализировать совместно высоты, полученные NoRH и ССРТ. Заметим,

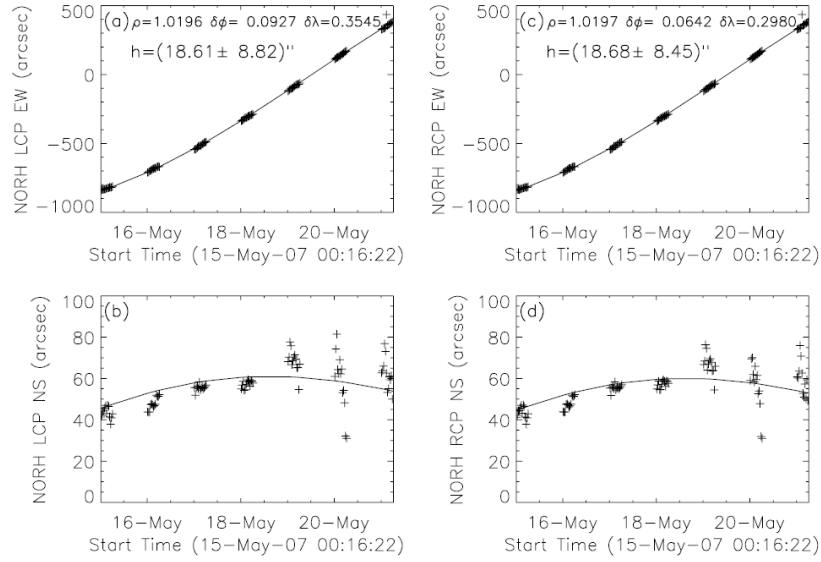


Рис. 4.6: Результаты двумерной оптимизации положения источников по данным NoRH на том же времени наблюдений, что для ССРТ (рисунок 4.5). Большой разброс по координатам NS начиная с 19 мая 2007 г вызван изменением конфигурации источника с униполярной на биполярную.

что сильный разброс С-Ю гелиоцентрических координат на частоте 17 ГГц, имеющий место только в последние три дня наблюдений, и может влиять на общий высокий уровень ошибки определения высоты источника. Причина этого в изменении структуры источника на частоте 17 ГГц. В начале наблюдений источник был униполярным, а 19 мая 2007 г. развился в биполярную структуру., что делает непригодными данные NoRH для оптимизированной аппроксимации, которая подразумевает неизменную структуру источника на всем периоде наблюдений. На рисунке 4.7 представлена оценка высоты радиоисточника на 17 ГГц, базирующаяся только на данных NoRH за 15-18 мая 2007 г. Высоты, полученные из этого ограниченного набора данных, – $h = (12.85 \pm 3.16)''$ для LCP и $h = (12.16 \pm 3.23)''$ для RCP – имеют меньший разброс и соответствуют меньшим высотам над фотосферой относительно высот, полученным по данным ССРТ. Однако, чтобы сделать сравнение результатов NoRH и ССРТ еще более объективным, высоты источников по данным ССРТ были оценены тоже на ограниченном интервале

наблюдений. Высоты, полученные при этом, $-h = (20.91 \pm 5.50)''$ для LCP и $h = (18.93 \pm 5.83)''$ для RCP – слегка больше, чем высоты, полученные из полного набора данных. Это может быть следствием выбора только источников, расположенных с одной стороны солнечного меридиана в противоположность набору симметричных углов зрения. Можно предположить, что эффект угла зрения (Gelfreikh и Lubyshev, 1979) будет наиболее значим для асимметричных наборов данных. Таким образом, изменения оценки высоты в $1.5'' - 2''$ для симметричных и асимметричных наборов данных подтверждают, что эффект угла зрения мал для исследуемого случая. Высоты можно представить в более привычных единицах – тысячах км над фотосферой. Учитывая, что $1''$ на Солнце соответствует 700 км, можно записать: высоты гирорезонансных источников над фотосферой на частоте 5.73 ГГц – 14.6 ± 4 тыс. км для обыкновенной моды и 13.3 ± 4 тыс. км для необыкновенной моды. Результаты, показанные на рисунке 4.8, показывают, что высоты, полученные из данных на рисунке 4.7, тоже могут быть больше, чем те, что получены бы были для униполярного источника на протяжении всего периода наблюдений на NoRH на частоте 17 ГГц.

Хотя не было отмечено морфологических изменений до 19-го мая, яркостная температура и степень поляризации на частоте 17 ГГц изменялись, как показано на рисунке 4.9. Яркостная температура (для интенсивности) изменялась в пределах 0.02-0.12 МК, достигая максимального значения 17-го мая, в то время как степень поляризации росла от 10% до 50% с 17-го по 18-е мая, показывая преобладающий вклад гирорезонансного излучения на протяжении двух последних дней на частоте 17 ГГц. Можно отметить, что 19-го мая некое изменение структуры АО проявило себя в данных NoRH как падение яркостной температуры и степени поляризации после окончания наблюдений, которое сопровождалось эрупцией 19-го мая в 12:48 UT.

Данные РАТАН-600, представляющие собой одномерные сканы на 53-х частотах в диапазоне 5.98-15.95 ГГц, тоже могут быть использованы для оценки высот радиоисточников в обеих круговых поляризациях. Для ми-

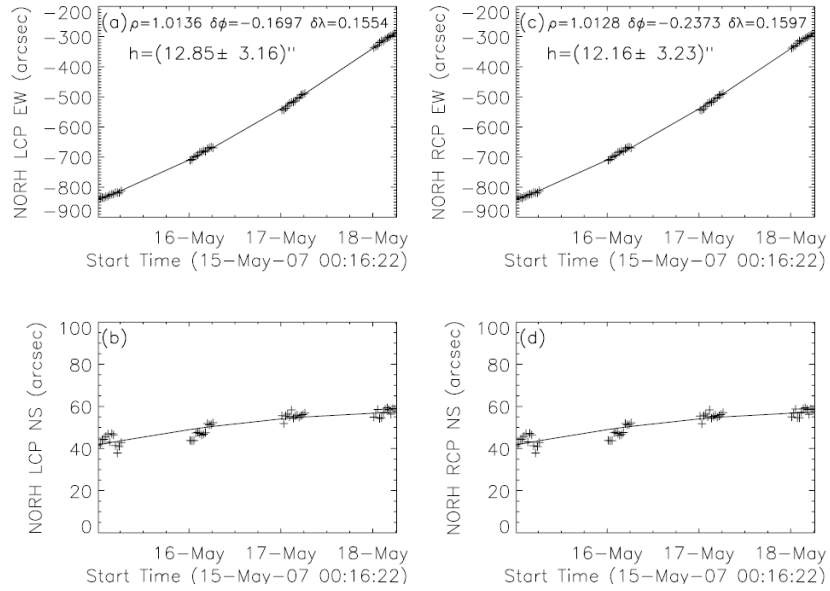


Рис. 4.7: Результаты двумерной оптимизации по данным NoRH для интервала времени, когда источник имел только униполярную конфигурацию. Меньшие значения высот и более высокая точность, чем на рисунке 4.6, обусловлены именно ограничением интервала наблюдений.

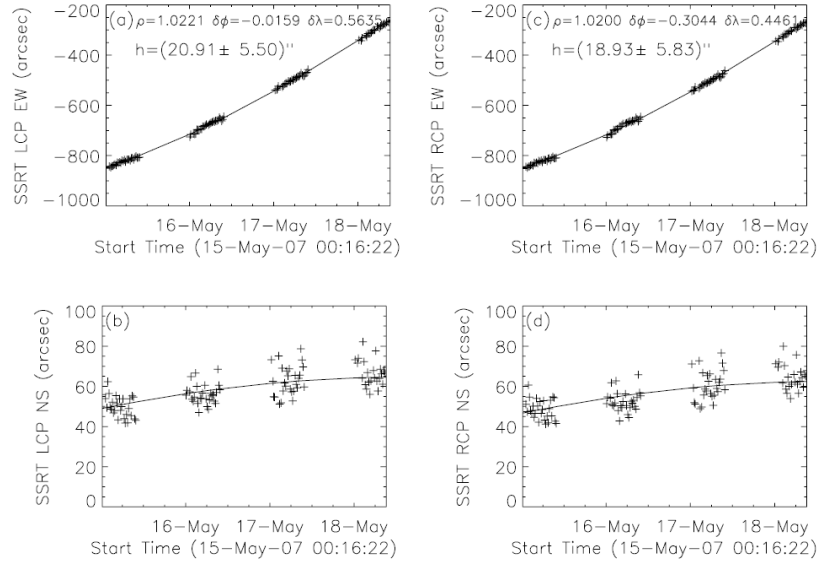


Рис. 4.8: Результаты двумерной оптимизации по данным SSRT с 15 мая 2007 г. по 18 мая 2007 г. на интервале, определенном данными NoRH. Высоты источников получились выше, чем на рисунке 4.6, возможно, вследствие того, что использовались источники, преимущественно расположенные только по одну сторону солнечного меридиана.

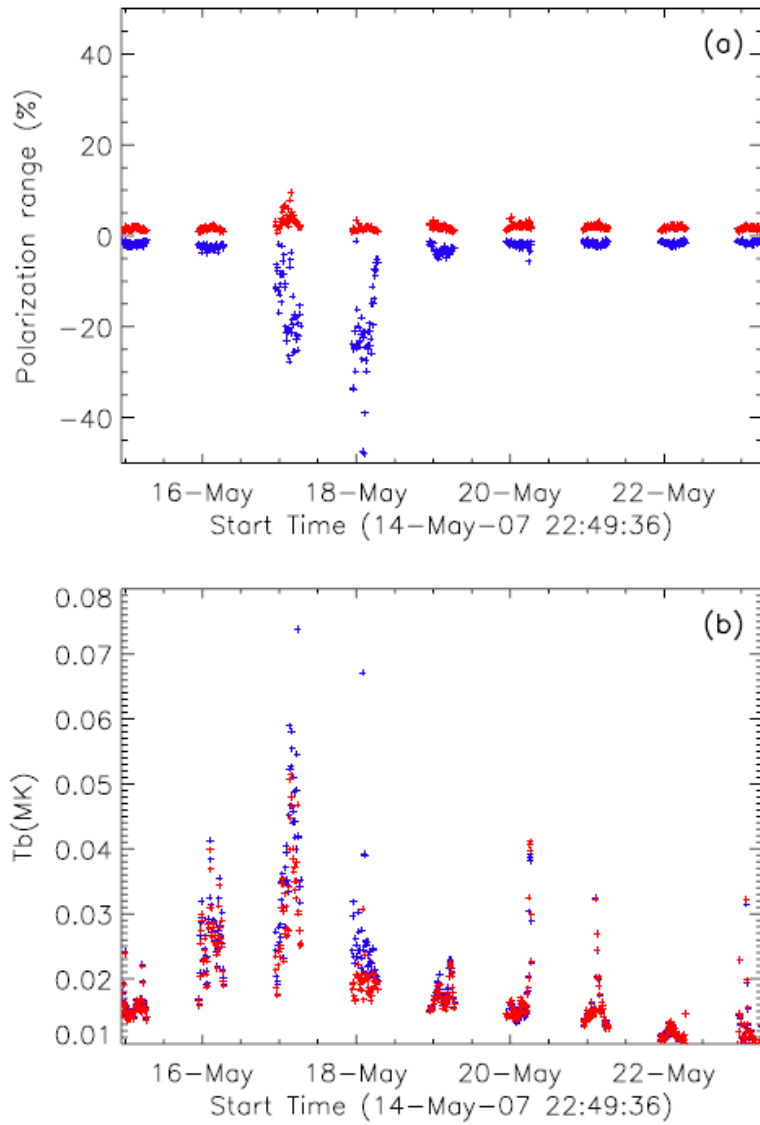


Рис. 4.9: Поведение параметров источников в отрицательной (LCP) и в положительной (RCP) поляризациях на частоте NoRH 17 ГГц для нескольких дней наблюдений. Относительно высокая степень поляризации наблюдается перед 19 мая 2007. Наряду с эволюцией яркостной температуры это свидетельствует о значимом изменении структуры источника.

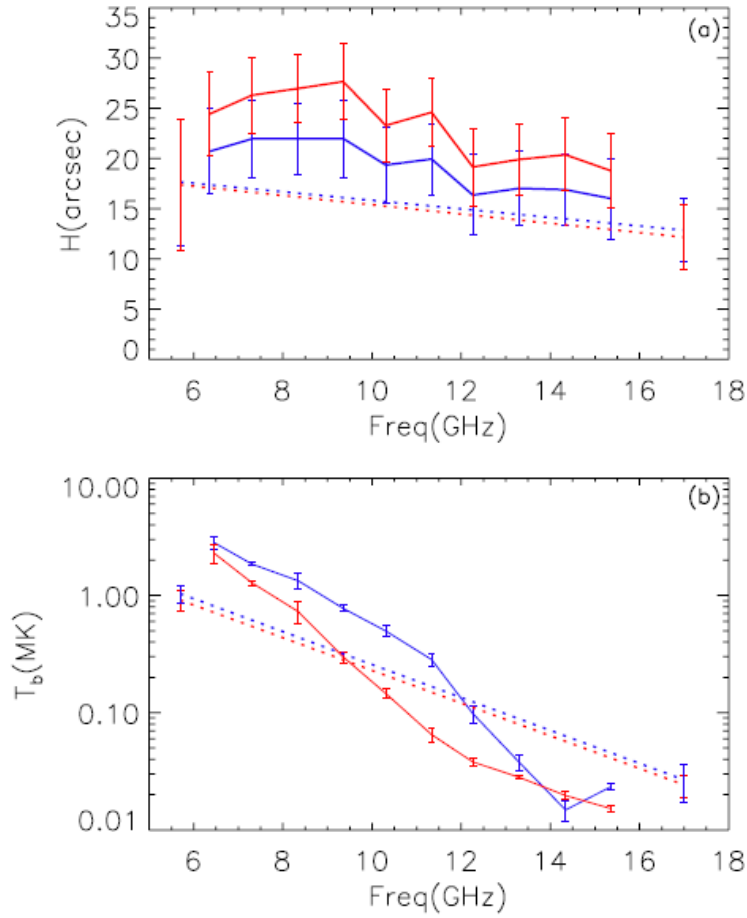


Рис. 4.10: В верхней части показаны высоты источников LCP (синий) и RCP (красный), оцененные для частот ССРТ (5.7 ГГц), ПАТАН-600 (5.98-15.95 ГГц) и NoRH (17 ГГц). По данным ССРТ и NoRH (прерывистые линии) высоты оценивались с помощью двумерной оптимизации с тремя степенями свободы. Для данных ПАТАН-600 использовалась одномерная оптимизация с одной степенью свободы, фиксируя смещения LCP и RCP источников относительно зависимых от частоты позиций, полученных по данным ССРТ и NoRH, таким образом свободным параметром была только высота источников ПАТАН-600. Каждая оценка высоты для ПАТАН-600 является усреднением по 10 соседним частотам. В нижней части рисунка показана яркостная температура как функция частоты 18 мая 2007 г. по данным ССРТ, NoRH и ПАТАН-600. Данные ССРТ и NoRH были усреднены в течение дня наблюдений, данные ПАТАН-600 усреднены по 10-ти соседним частотам.

нимизации ошибок наведения анализировались данные, получаемые только один раз в день в момент кульминации. Так как значительно более низкое временное разрешение проявлялось в нестабильности результатов одномерной оптимизации, когда менялись все три параметра, то результаты двумерной оптимизации использовались для задания ограничений на процесс одномерной оптимизации. Даже в этом случае ошибки одномерной оптимизации выше, чем для двумерной. Это, скорее всего, следствие уменьшения информации, содержащейся в одномерных данных и уменьшения количества отсчетов данных. Рисунок 4.10 показывает, что оценки, полученные по данным РАТАН-600, согласуются с оценками, полученными по данным NoRH и CCRT. Эти результаты были получены путем привязки угловых смещений LCP и RCP источников, полученных РАТАН-600, к частотно-зависимым позициям, полученным линейной интерполяцией между крайними позициями, полученными CCRT и NoRH на частотах 5.7 ГГц и 17 ГГц, при условии, что высоты, полученные РАТАН-600, менялись как свободные параметры. Для дальнейшего улучшения точности результаты РАТАН-600 были усреднены на интервале 1 ГГц.

Можно утверждать, в рамках полученной точности, что результаты двумерной и одномерной аппроксимаций согласуются с моделью, в которой высота радиоисточника уменьшается с увеличением частоты, что ожидается для АО, сформированных как гирорезонансным, так и тормозным механизмами.

Чтобы понять в каком диапазоне частот гирорезонансный механизм доминирует, на рисунке 4.10 показаны яркостные температуры. Яркостные температуры для точек, соответствующих данным CCRT и NoRH, получены прямо из изображений, в то время как для РАТАН-600 подразумевается, что источники обладают круговой симметрией. График согласуется с гирорезонансным излучением с $T_b > 0.1 MK$ вплоть до частоты примерно 12 ГГц, с небольшой степенью поляризации выше 8 ГГц. Низкая средняя T_b на частотах выше 12 ГГц свидетельствует о преобладании тормозного излу-

чения из хромосферы и переходной области. Тем не менее, подобно случаю 17 ГГц, мы подразумеваем некоторый вклад гирорезонансного излучения на частотах выше 12 ГГц по данным РАТАН-600.

Полученные оценки высот радиоисточников были проверены на согласованность с результатами экстраполяции нелинейного бессилового и потенциального магнитных полей. Оказалось, что в данном случае приближение нелинейного бессилового поля дает более согласованный результат с принятой теорией гирорезонансного излучения. На рисунках 4.11-4.12 показаны экстраполированные магнитные поля и радиоисточники в LCP и RCP, полученные ССРТ и NoRH. Хорошо видно, что изогауссовы контуры, соответствующие gyroуровням данной частоты излучения, гораздо лучше согласуются с контурами яркостных температур, полученных из радиоданных в приближении нелинейного бессилового поля. Однако, из результатов как ССРТ, так и NoRH следует, что основной вклад в излучение вносят gyroуровни с номером выше 3. Это не согласуется с общепринятой теорией гирорезонансного излучения, из которой следует, что основной вклад должен вносить gyroуровень 3. Причины этого могут быть как в инструментальных ошибках – определении яркостной температуры, в алгоритме экстраполяции, так и в теории гирорезонансного излучения. Подразумеваемое в теории распределение Максвелла может не иметь место в короне, являющейся открытой, а не изолированной системой. Скорее в короне имеет место комбинация равновесного распределения со степенным "хвостом". В этом случае возможен вклад в излучение gyroуровней с номерами выше 3.

4.3 Предвспышечная стадия по данным ССРТ

В работе (А. Altyntsev, G. Fleishman и др., 2012) исследовался вопрос о наличии ускоренных частиц во время начальной стадии вспышки. В работе (Battaglia, Fletcher и Benz, 2009) по данным орбитальной обсерватории

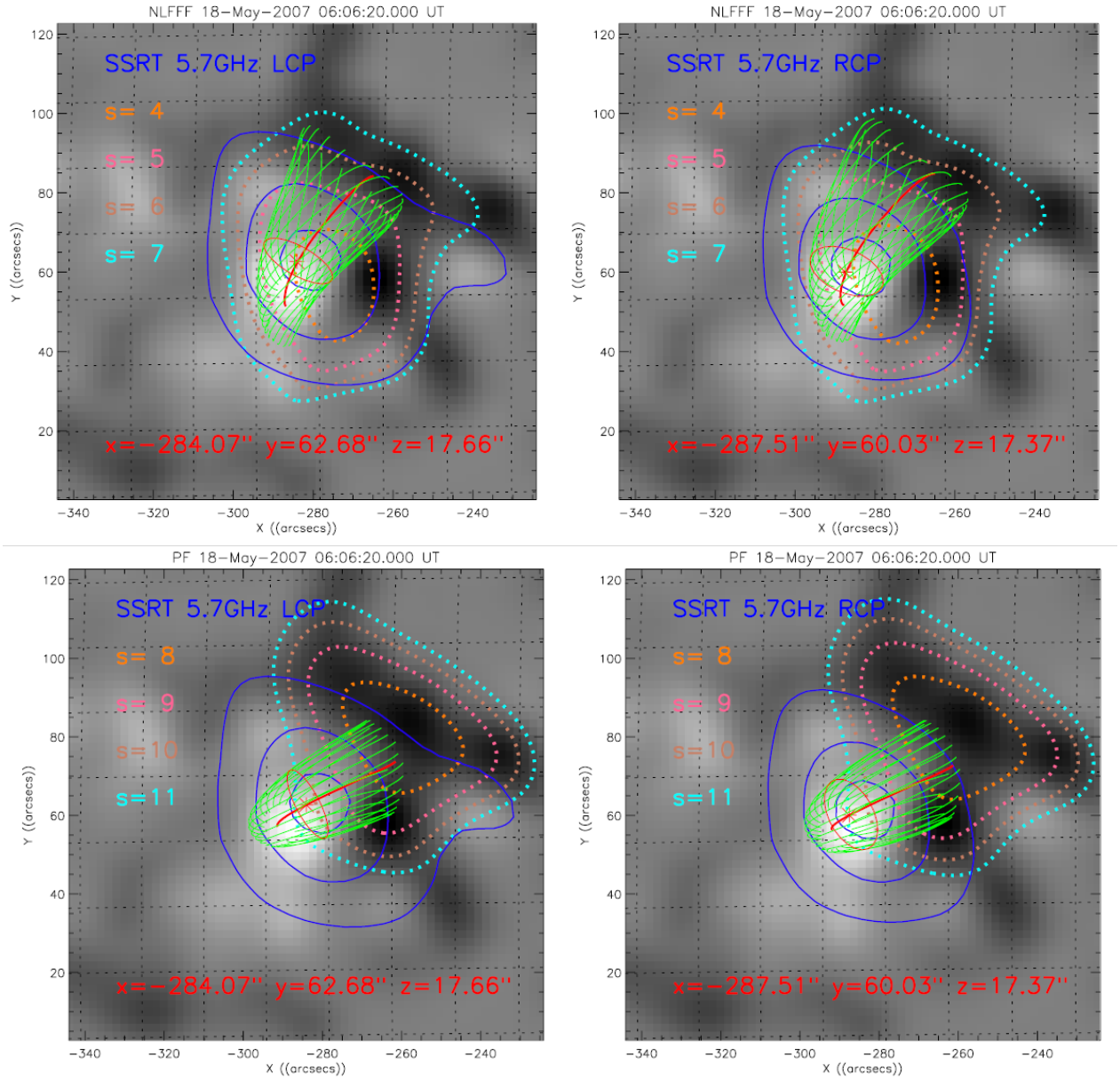


Рис. 4.11: Магнитные трубки, восстановленные из фотосферных магнитограмм. Позиции радиоисточников по данным ССРТ показаны красными звездочками. Синие контурные линии показывают 15%, 50%, 85% уровни LCP и RCP. Прерывистые линии показывают линии постоянного магнитного поля, соответствующие первым четырем гирорезонансным гармоникам, полученным с помощью нелинейного бессилового приближения (вверху) и в потенциальном приближении (внизу) на высоте радиоисточника.

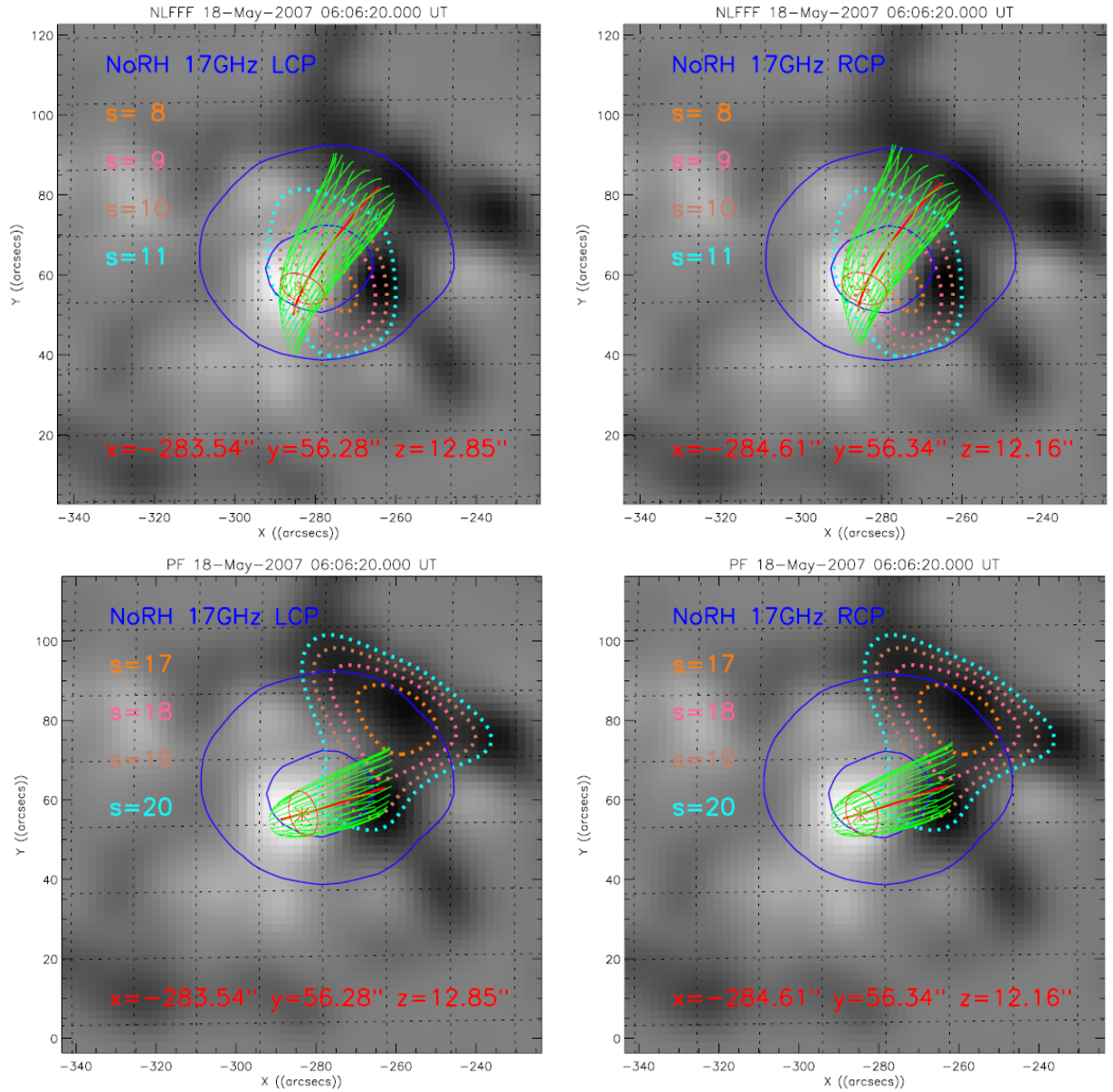


Рис. 4.12: Магнитные трубки, те же, что и на рисунке 4.11. Позиции радиоисточников по данным NoRH показаны красными звездочками. Синие контурные линии показывают 15%, 50%, 85% уровни LCP и RCP. Прерывистые линии показывают линии постоянного магнитного поля, соответствующие первым четырем гирорезонансным гармоникам, полученным с помощью нелинейного бессилового приближения (вверху) и в потенциальном приближении (внизу) на высоте радиоисточника.

RHESSI было отмечено, что наблюдаются только тепловые источники рентгеновского излучения и не наблюдаются ускоренные частицы. Были сделаны следующие выводы: а) на ранней стадии вспышки механизмы излучения только тепловые, б) наблюдаемое увеличение меры эмиссии плазмы требует "испарения" плотной хромосферной плазмы в корону, в) необходима теплопроводность для обеспечения хромосферного "испарения". С другой стороны, в работе (Siarkowski, Falewicz и Rudawy, 2009) было показано, что ускорение частиц имеет место непосредственно перед импульсной фазой вспышки. В работах (Asai и др., 2006), (Holman и др., 2003) исследовалась вспышка 23 июля 2002 г. с привлечением микроволновых данных и жесткого рентгена. Показано, что на ранней стадии вспышки количество нетепловой энергии достаточно велико. Таким образом нет ясного понимания, как происходит выделение энергии на ранней стадии вспышки и во время самой вспышки и в каком соотношении делится энергия между тепловой и нетепловой частями.

Чтобы внести большую ясность в эти вопросы, были привлечены данные микроволновых наблюдений вспышек, в том числе и для пары вспышек, исследованных в (Battaglia, Fletcher и Benz, 2009). Было показано, что спектры микроволнового излучения на начальной стадии вспышки указывают на наличие ускоренных частиц. Поэтому было сделано предположение, что выводы (Battaglia, Fletcher и Benz, 2009) – это следствие недостаточной чувствительности детекторов аппарата RHESSI, а не физическое явление. Отношение долей энергии между ускоренными частицами и тепловыми на начальной стадии вспышки может быть существенно различным от события к событию. Обычно индикатором наличия ускоренных электронов служит жесткое рентгеновское излучение. Оно возникает при торможении ускоренных частиц плазмой – столкновениях ускоренных электронов с ионами. Интенсивность такого излучения зависит от плотности окружающей плазмы. Поэтому оно исходит обычно из оснований магнитных петель, находящихся в плотной хромосфере. Исключение составляет ускорение в очень плотных

магнитных петлях. В этом случае наблюдается источник жесткого рентгена в короне. Другой пример наблюдения корональных источников жесткого рентгена – это частично затененные вспышки, когда интенсивно излучающие основания петель не видны. Наиболее удачными можно считать наблюдения одновременно жесткого рентгена и микроволнового излучения. Последнее генерируется непосредственно в короне в местах энерговыделения. Важно, что вклад в микроволновое излучение различных механизмов можно надежно разделить.

Для всех событий, проанализированных в данной работе, было надежно установлено появление нетепловых частиц на ранней стадии вспышки одновременно с тепловыми. Количество нетепловых частиц недостаточно для нагрева плазмы, значит тепловая плазма нагревается за счет непосредственной энергии вспышки. В трех из пяти исследованных событиях низкочастотная (оптически толстая) часть микроволнового спектра формировалась тепловой плазмой, генерирующей мягкий рентген. Это дает возможность определять эффективную площадь и магнитное поле микроволнового источника. Площадь источника во всех трех случаях росла, что дает основание объяснить увеличение меры эмиссии без хромосферного "испарения". Хотя количество нетепловых частиц было мало, механизм ускорения работал эффективно, давая возможность формирования надтеплого "хвоста" в распределении частиц по энергиям вплоть до нескольких МэВ, что характерно для импульсной стадии вспышки. Это подразумевает, что ключевое отличие импульсной стадии вспышки от ранней стадии состоит в эффективности формирования надтепловой популяции частиц путем извлечения частиц из тепловой плазмы. Другими словами, извлечение частиц из тепловой плазмы и их дальнейшее ускорение управляются разными физическими процессами. Так происходит деление энергии вспышки на тепловую и нетепловую части. Чем эффективнее нагрев плазмы, тем меньше частиц инжектируется в надтепловую область и наоборот.

На рисунке 4.13 показаны изображения микроволновых источников, по-

лученные ССРТ на длине волны 5.2 см. Хорошо видно, что источники обоих событий находятся высоко в короне. На рисунке 4.14 показаны микроволновые спектры событий, полученные спектрополяриметрами в Нобеяма (NoRP) И ССРТ. Примечательно, что в обоих случаях точка перегиба спектров соответствует частоте ниже, чем рабочая частота ССРТ. Значит ССРТ наблюдал оптически тонкие источники, находящиеся высоко в короне. Соответственно, данные спектрополяриметров полного потока (без пространственного разрешения) относятся также к корональному источнику. Таким образом, с помощью ССРТ показано, что микроволновый источник ранней стадии вспышки находится в короне и характеризуется наличием ускоренных частиц. Для события 13 ноября 2003 г. практически все излучение обусловлено нетепловыми частицами, в то время как для события 6 января 2004 видно хорошее согласие на низких частотах с тепловым гиросинхротронным излучением. Это следует из формы спектров события и тепловой составляющей спектра, показанной на рисунке 4.14 штриховыми линиями. Моделирование микроволновых спектров ранней стадии вспышки было проведено для всех событий, анализируемых в данной работе. Во всех случаях установлено, что одним только тепловым гиросинхротронным механизмом нельзя описать микроволновое излучение на ранней стадии вспышки. Для согласования полученных спектров с модельными необходимо в модель добавлять нетепловые частицы. Это значит, что механизм ускорения частиц работает уже на ранней стадии вспышки.

Частота максимума спектра теплового гиросинхротронного излучения определяется температурой и плотностью плазмы и магнитным полем. Для событий, исследуемых в данной работе, характерно изменение размера источника, а не температуры. В этом случае, при известных размере источника, его плотности и температуре, положение максимума спектра определяется только магнитным полем. Это дает возможность оценивать величину магнитного поля в источнике на ранней стадии вспышки, что весьма важно для получения полной физической картины. Параметры источников, по-

Таблица 4.1: Параметры микроволновых источников для пяти событий. А - площадь источника, Т - температура, n_{th} - плотность тепловых частиц, E_{cr} - постоянное электрическое поле, способное сформировать популяцию электронов, которые могут быть ускорены, В - магнитное поле, n_{nth} - плотность нетепловых частиц, δ - спектральный индекс, W_{th} , W_{nth} - энергии тепловых и нетепловых частиц, β - отношение давления плазмы к давлению магнитного поля.

Параметр	2003111320040106	20020723	200501200110215
Время	04:57:12 06:16:0000:21:0000:22:0000:23:4506:30:0001:47:55		
А	<u>0.65</u>	<u>2.6</u>	1.6
$10^{18} cm^2$			
Т (МК)	<u>25</u>	<u>35</u>	<u>32</u>
$n_{th} 10^{10} cm^{-3}$	<u>0.6</u>	<u>0.2</u>	1.5
$E_{cr} keV$	15	27	27.6
В (G)	70	120	200
$n_{nth} 10^6 cm^{-3}$	<u>0.35</u>	0.33	1.7
δ	2.5	2.9	3.0
$W_{nth}/W_{th}(\%)$	<u>0.2</u>	0.3	0.2
β	0.2	0.03	0.08

лученные из рентгеновских данных и использованные для моделирования микроволновых спектров, представлены в таблице 4.1 курсивом. Параметры микроволновых источников представлены обычным шрифтом.

Результатом данной работы является следующее. Первое, во всех событиях на ранней стадии вспышки обнаружен вклад нетеплового гиротронного излучения. Плотность и энергия нетепловой компоненты плазмы намного меньше тепловой для корональных источников. В двух случаях из пяти нетепловая компонента доминировала даже на частотах ниже частоты максимума спектра. Второе, на низких частотах преобладает вклад тепло-

вого гирорезонансного излучения. Это дает возможность надежно оценивать площадь источника и магнитное поле в корональном источнике. Это весьма важно, так как такая оценка площади не зависит от распределения плотности плазмы, как это имеет место в случае оценки площади по данным мягкого рентгена. Основываясь на микроволновых данных, показано, что размер источника увеличивается во время вспышки без изменения распределения плотности плазмы. Это значит, что не происходит хромосферного "испарения" энергия не запасается в хромосфере за счет диссипации электронов или за счет теплопроводности. Третье, хотя вклад тепловой компоненты в микроволновый спектр часто бывает существенным, не было обнаружено ни одного события с чисто тепловым спектром. Более того, в двух событиях нетепловая компонента доминирует. Это значит, что у аппарата RHESSI относительно низкая чувствительность в каналах жесткого рентгена. В то время как микроволновые наблюдения более чувствительны к нетепловым механизмам на ранней стадии вспышки. Отношение давления плазмы к давлению магнитного поля β много меньше единицы, а нетепловая часть энергии много меньше тепловой (т.е. $W_{nth} \ll W_{th} \ll W_B$), но нетепловые электроны эффективно ускоряются до энергий в несколько МэВ. Таким образом, вид спектра для ранней стадии вспышки и для импульсной фазы вспышки очень похожи. Это возможно в том случае, когда механизм ускорения на обеих стадиях одинаков. Однако, часть электронов, участвующих в процессе ускорения, должна формироваться различным образом на различных стадиях вспышки.

Наблюдаемый нагрев плазмы предполагает, что энергия вспышки уже выделяется, однако она делится неравно между нагревом и формированием популяции частиц, которые могут быть ускорены. Это подобно тому, что происходит при наличии постоянного электрического поля. На ранней стадии вспышки поле не очень велико и, хотя и разогревает плазму за счет квази-Джоулевых потерь, формируемая популяция электронов, способных быть ускоренными до релятивистских скоростей, остается мала. С увели-

чением постоянного электрического поля эта популяция резко возрастает и может обеспечить необходимую нетепловую компоненту импульсной стадии вспышки. Оценки возможных электрических полей на ранней стадии вспышки показывают, что поля слишком малы, чтобы обеспечить наблюдаемые энергии электронов. Однако такие поля могут формировать популяцию надтепловых электронов, которые могут быть ускорены затем, например, стохастически до релятивистских энергий.

Наблюдения на микроволнах показывают, что выделение энергии на ранней стадии вспышки сопровождается ускорением частиц. Однако, ускорение существенно мягче, чем во время импульсной фазы вспышки, поэтому его трудно обнаружить в рентгеновском излучении. Частота максимума микроволнового спектра на ранней стадии вспышки всегда меньше 10 ГГц. Это обусловлено относительно малым числом ускоренных электронов в микроволновых источниках. Микроволновые спектры показывают, что магнитные поля в корональных источниках имеют значение в несколько сотен Гс на ранней стадии вспышки. В некоторых случаях число нетепловых электронов столь мало, что на низких частотах доминирует тепловое гиротронное излучение. В этих случаях возможна оценка магнитного поля в корональных источниках. Микроволновые наблюдения таких событий потенциально информативны для исследования перехода от ранней стадии вспышки к импульсной стадии.

4.4 Определение типа волны и смещения источников быстропротекающих событий

Быстропротекающие события солнечной активности в микроволновом диапазоне – это всплески радиоизлучения с характерными длительностями меньше 1 с. Такие события происходят как во время длительных всплесков радиоизлучения, так и без них. Обычно событие такого типа представля-

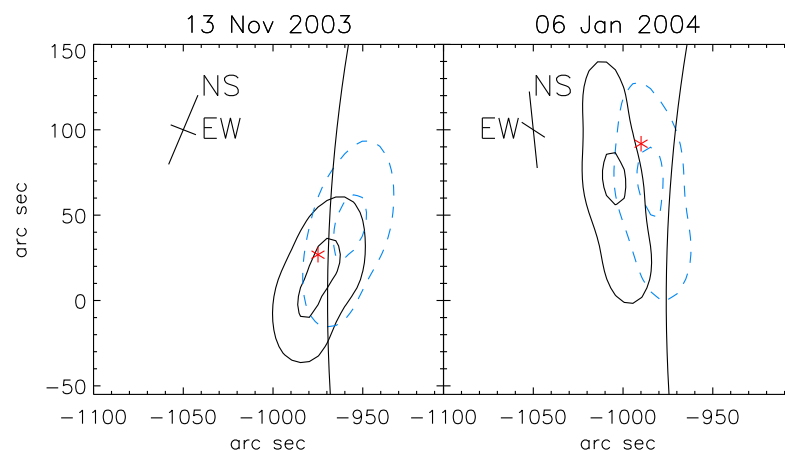


Рис. 4.13: Изображения микроволновых источников на длине волны ССРТ 5.2 см. Штриховые линии показывают источники до вспышки, сплошные линии - в конце ранней стадии вспышки. Звездочки показывают положение корональных рентгеновских источников.

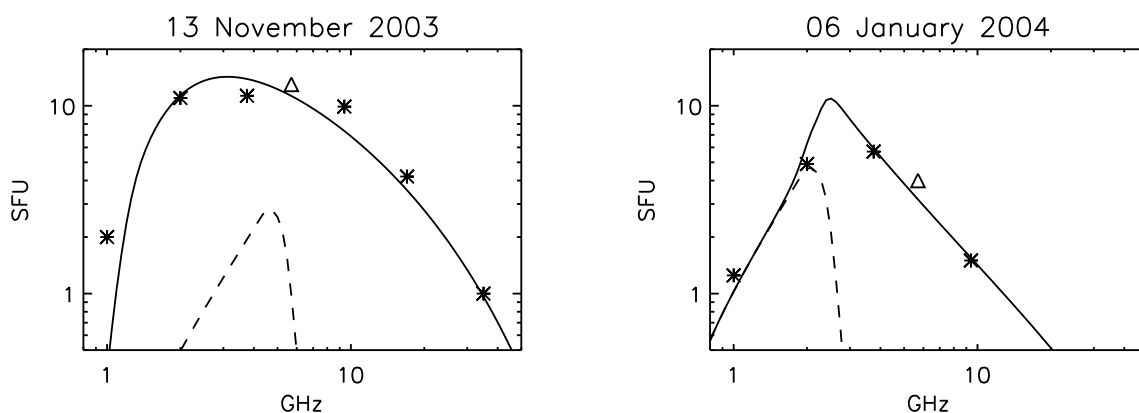


Рис. 4.14: Микроволновые спектры. Звездочки - данные NoRP, треугольники - ССРТ. Сплошные линии показывают аппроксимацию спектров гиротронным механизмом излучения с учетом тепловых и нетепловых электронов. Штриховые - гиротронное излучение только тепловых электронов.

ет собой серию импульсов радиоизлучения, местоположение и поляризация которых могут отличаться от местоположения и поляризации источника всплеска или спокойного радиосточника, вблизи которых имеют место эти события. Количество зарегистрированных ССРТ событий такого типа достаточно велико, чтобы попытаться провести статистическое исследование их характеристик. Результаты исследований быстропротекающих событий приведены в (S. Lesovoi и N. Kardapolova, 2003), (A. T. Altyntsev и др., 2003), (Meshalkina, A. Altyntsev, S. Lesovoi и др., 2004), (A. Altyntsev, N. Kardapolova, A. Kuznetsov, S. Lesovoi, Meshalkina и Y. Yan, 2004). Задачей данной работы являлось выяснить, существует ли значимая зависимость смещения местоположения от положения события на солнечном диске. Еще одной задачей было определить преимущественную поляризацию быстропротекающих событий. Инструментальная возможность наблюдения быстропротекающих событий на ССРТ – одновременная регистрация двух одномерных распределений радиояркости, что осуществляется путем регистрации сигналов от двух одномерных антенных решеток Запад-Восток и Юг-Север. Это можно делать путем последовательного подключения выходов этих решеток ко входу приемника или путем регистрации суммы сигналов от этих решеток. В случае последовательного подключения сигналы от различных решеток будут регистрироваться в различные моменты времени, а в случае подключения суммы в моменты попадания источника в двумерную ДН ССРТ будут иметь место наложения корреляционного сигнала на аддитивный. В общем, оба способа приемлемы. Сдвиг по времени может быть всего несколько миллисекунд, а вероятность попадания источника в двумерную ДН во время быстропротекающих событий составляет проценты. Первые наблюдения быстропротекающих событий проводились с последовательным подключением решеток к приемнику, затем, по мере перехода на наблюдения в двумерном режиме, использовался суммарный сигнал.

На сайте обсерватории <http://badary.iszf.irk.ru/Ftevents.php> доступна ба-

за данных событий с тонкой временной структурой, зарегистрированных на ССРТ. Кроме временного профиля в интенсивности и круговой поляризации в базе содержатся координаты источников быстропротекающих событий и координаты ближайших к ним микроволновых источников. Таким образом, можно измерить смещение источников быстропротекающих событий относительно источника медленно меняющегося всплеска или относительно спокойного источника. Если источники с тонкой временной структурой имеют характерное смещение относительно медленно меняющихся источников, то это должно проявиться в виде статистически значимой зависимости смещения от координат медленно меняющихся источников. Аналогично для поляризации микроволнового излучения быстропротекающих событий: статистически значимая разница в знаке поляризации будет говорить об ином механизме радиоизлучения.

В этой работе использовались данные ССРТ с июня 2000 г. по февраль 2003. За это время было зарегистрировано 92 события с тонкой временной структурой. Значения потока были от нескольких с.е.п. до нескольких сотен с.е.п. Некоторые события с тонкой временной структурой происходили во время микроволновых всплесков, другие события представляют собой только быстрые флуктуации потока без фоновых всплесков. Регулярные данные ССРТ использовались для определения статистической зависимости числа быстропротекающих событий и всплесков микроволнового излучения. Так же использовались данные о типе поляризации активных областей и числа событий в данной активной области.

Все активные области были поделены на пять групп по типу поляризации ((Tanaka и Enome, 1975), (Maksimov и др., 1990)): О – неполяризованная область, S – униполярная, E – две различных поляризации, В – два источника с одинаковой поляризацией, Р – несколько источников с различной поляризацией. Так как интерес представляет только конфигурация магнитного поля в активной области, то типы В и Е были объединены в один тип В + Е. Таким образом, исследовалась зависимость числа быстропротекающих

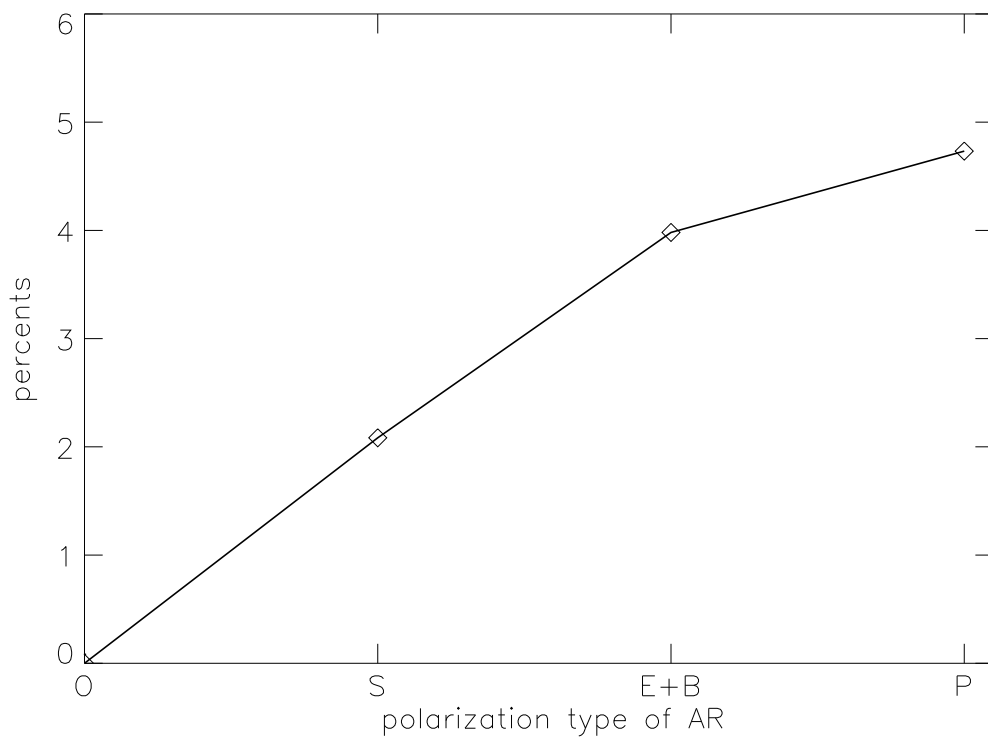


Рис. 4.15: Частота появления событий с тонкой временной структурой относительно медленно меняющихся микроволновых всплесков для различных поляризаций активной области. Относительное число всплесков с тонкой временной структурой растет с усложнением структуры поляризации активной области.

событий от четырех типов активных областей. На рисунке 4.15 показана частота появления быстропротекающих событий относительно всплесков в области данного типа. Хорошо видно, что частота появления быстропротекающих событий следует сложности конфигурации магнитного поля активной области.

Быстропротекающее событие частот состоит из некоторого числа импульсов потока микроволнового излучения. Для упрощения анализа поляризации события были поделены на три группы по их поляризации относительно поляризации фонового всплеска. Первая группа L – большинство импульсов потока (или все импульсы) имеют тот же знак поляризации, что и фоновый всплеск, вторая группа N – импульсы не поляризованы, третья группа U – поляризация импульсов потока быстропротекающего события обратного знака по отношению к поляризации фонового всплеска. Рисунок 4.16 показывает частоту появления быстропротекающих событий относительно класса соответствующей активной области по данным ССРТ и по NOAA идентификации. Отметим, что число активных областей, определенных по данным ССРТ, почти в три раза превышает число областей по NOAA, поэтому масштаб шкал по вертикальной шкале различен для данных ССРТ и NOAA. Очевидно, что тип поляризации, полученный из данных микроволновых наблюдений на одной частоте, не может точно согласовываться с классом сложности магнитного поля, полученным из магнитограмм. Тем не менее, есть особенности в частоте появления быстропротекающих событий, которые не зависят от типа исходных данных: частота появления растет со сложностью магнитной конфигурации активной области для всех событий за исключением типа L, растет относительный вклад событий типа U. События типа L и N дополняют друг друга, и их сумма ведет себя подобно зависимости для событий типа U.

Точность измерения степени поляризации быстропротекающих событий не хуже 5% для событий с малой или не очень высокой степенью поляризации. Для событий со степенью поляризации близкой к 100% точность

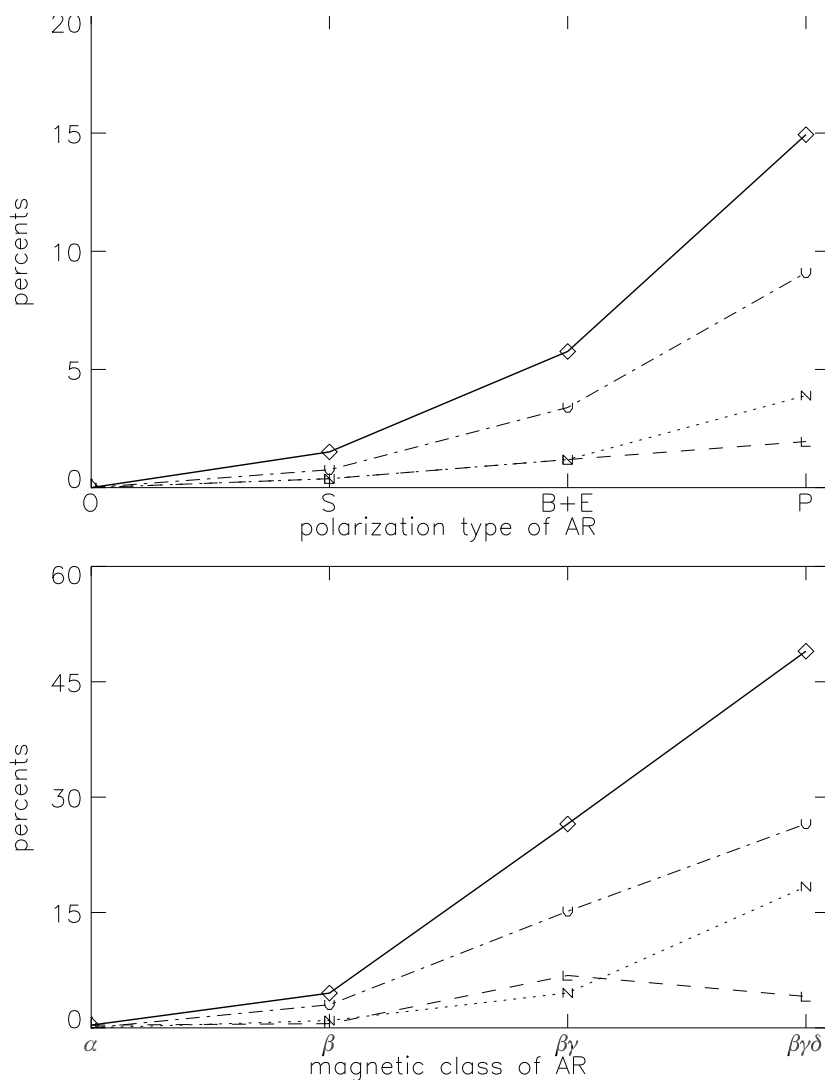


Рис. 4.16: Частоты появления различных типов быстропротекающих событий относительно поляризации и магнитного класса активной области. Вверху показаны частоты относительно типа поляризации активной области, внизу – относительно магнитного класса. Сплошной линией показано общее число событий. Символом U помечены события, поляризованные инверсно относительно поляризации фонового всплеска. Символ N – неполяризованные события, L – поляризованные так же, как фоновые всплески. Частоты растут со сложностью магнитной конфигурации активной области. Число событий N типа растет относительно событий L.

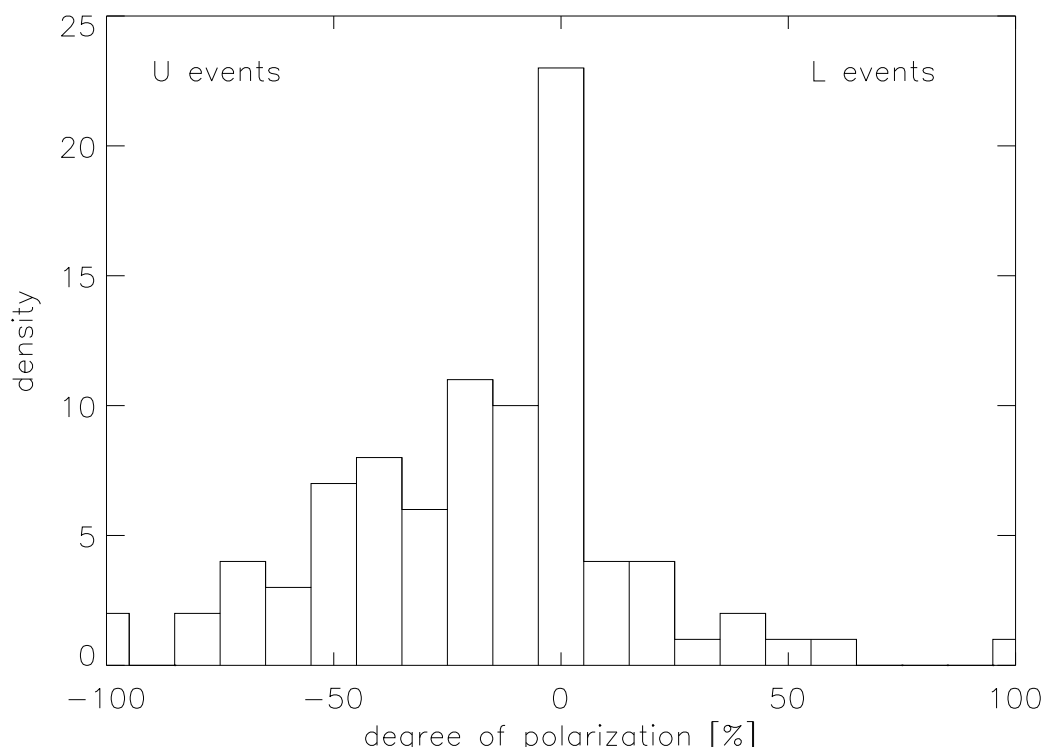


Рис. 4.17: Гистограмма степени поляризации событий с тонкой временной структурой для всех событий (U, N и L). Хорошо видны асимметрия и два значимых максимума. В окрестности -25% максимум соответствует событиям типа U, в окрестности 0 - событиям $L + N$.

несколько хуже, примерно 10%. Это вызвано тем, что такая высокая степень поляризации, как правило, присуща событиям с малым потоком. Необходимо отметить, что ССРТ измеряет различные круговые поляризации в различные моменты времени. Период переключения поляризаций 14 мс. Это приводит к появлению ложной поляризации при характерных временах изменения потока радиоизлучения меньше 14 мс. Такие ложные сигналы ослабляются интерполяцией и соответствующим смещением сигналов различной поляризации. К сожалению, если длительность импульса потока меньше 7 мс, то невозможно определить степень поляризации, она все время будет равна 100%.

Так как исследовалась не только степень поляризации, но и знак поля-

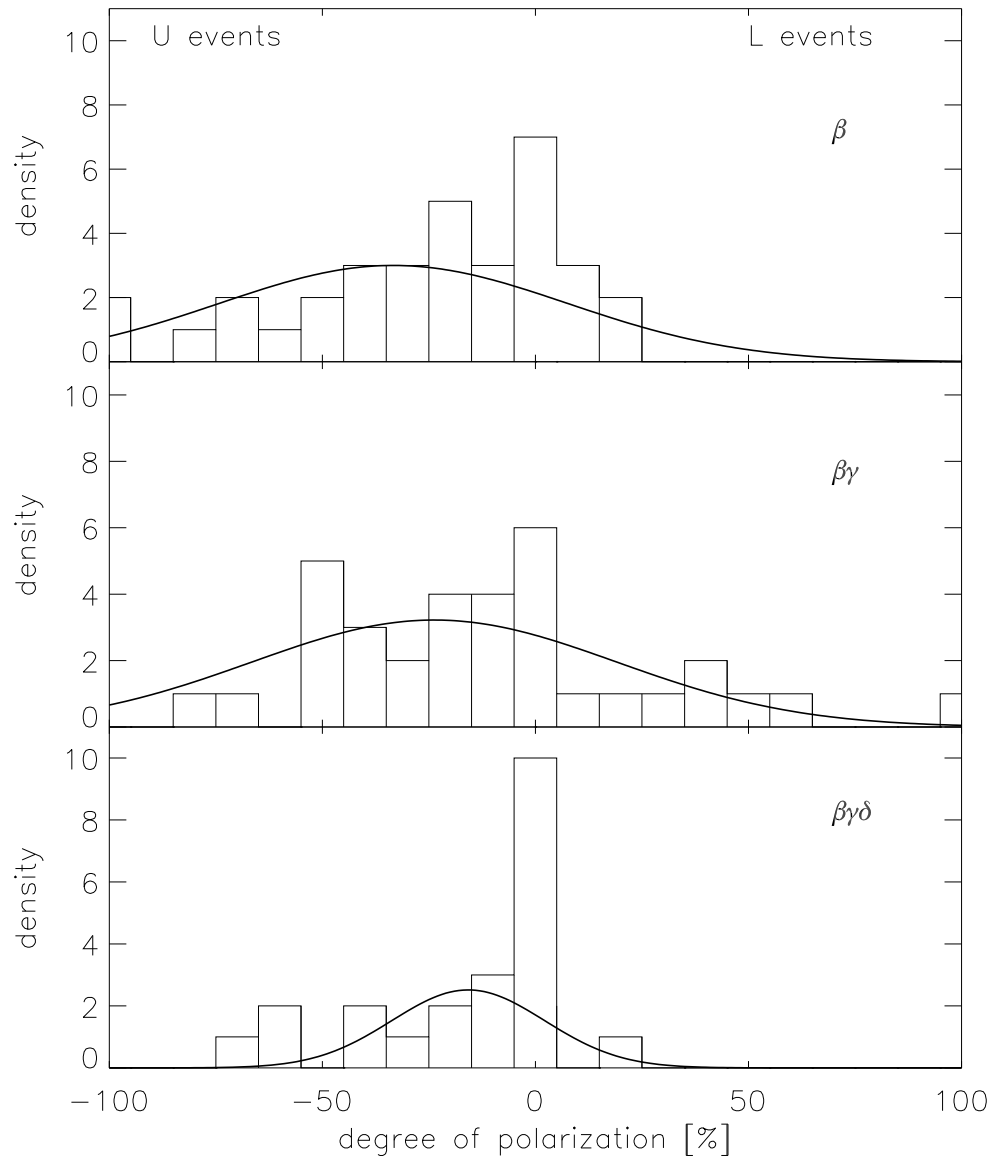


Рис. 4.18: Гистограммы поляризации событий с помощью быстропротекающих событий для различных магнитных конфигураций активной области. События с высокой степенью поляризации наиболее вероятны в β . События со средней степенью поляризации, около 30%, наиболее вероятны в $\beta\gamma$. Возникновение слабополяризованных событий наиболее вероятно в $\beta\gamma\delta$. Таким образом, вероятность возникновения события с высокой степенью поляризации уменьшается с увеличением сложности магнитной конфигурации активной области.

ризации относительно поляризации фонового всплеска, то были построены гистограммы на интервале степени поляризации $-100\% + 100\%$, отрицательные и положительные значения соответствуют событиям типа U и L. Рисунок 4.17 показывает гистограмму для всех событий (U, N, L). Видно, что события с малой степенью поляризации более вероятны. С другой стороны, события с высокой степенью поляризации преимущественно U типа. Наличие двух максимумов на гистограмме, около 0% и около -25% , можно объяснить тем, что наблюдаемая степень поляризации определяется двумя независимыми процессами.

Рисунок 4.18 показывает гистограммы для различных магнитных конфигураций активных областей. Так как интерес представляют поляризованные события, то аппроксимирующие кривые на рисунке построены без учета значения гистограмм в 0. Рисунок 4.18 показывает, что события с высокой степенью поляризации наиболее вероятны в активных областях с магнитной конфигурацией β . События со средней степенью поляризации наиболее вероятны в областях $\beta\gamma$, а слабополяризованные в областях $\beta\gamma\delta$. Наиболее вероятное значение степени поляризации уменьшается с усложнением магнитной конфигурации, дисперсия распределения вероятности тоже уменьшается.

Отдельной задачей является исследование смещений источников быстропротекающих событий относительно источников фоновых всплесков или ближайших спокойных источников. Рисунок 4.16 показывает, что события типа L и N дополняют друг друга в зависимости от сложности магнитной конфигурации активной области. Более того, поведение частот появления событий для U и L+N подобны. Можно предположить, что события L и N принадлежат к одной группе, в то время как U и L+N относятся к различным типам всплесков. Можно предположить, что события U и L+N имеют различные смещения относительно позиции источника фонового всплеска. Действительно, дисперсия смещений позиции быстропротекающих событий относительно позиции источника фонового всплеска для событий U умень-

шается с удалением источника события от центра солнечного диска, а для событий $L + N$ растет (рисунок 4.19). Это свидетельствует о том, что большая часть событий $L + N$ типа смещается вдоль радиус-вектора источника фонового всплеска, а U – перпендикулярно этому радиус-вектору. Местоположение источников быстропротекающих событий внутри активной области подтверждают предположение о том, что имеется два типа событий. Источники событий $L + N$ практически никогда не располагаются вблизи вершины корональной петли, в отличие от $\approx 19\%$ событий U типа. Более того, большая часть событий U типа, располагается вблизи ведущего пятна, а события $L + N$ делятся в этом смысле поровну. Таким образом, источники событий $L + N$ располагаются вблизи оснований петель, что согласуется с преимущественным смещением их по радиус-вектору источника фонового всплеска. Положение источников событий U типа более однородно, что также согласуется с тем, что они смещаются чаще перпендикулярно радиус-вектору.

Известно, что основной вклад в микроволновое излучение спокойных источников вблизи рабочей частоты ССРТ (5.7 ГГц) вносит гирорезонансное излучение ((Железняков В. В., 1964)). Поляризация такого радиоизлучения соответствует необыкновенной волне. Излучение микроволновых всплесков чаще всего обусловлено гиротронным излучением ((Железняков В. В., 1964)). Поляризация большинства всплесков микроволнового излучения так же соответствует необыкновенной волне. Хотя источники быстропротекающих событий смещены относительно источников фоновых всплесков, смещение обычно мало относительно размеров петли и источник быстропротекающего события обычно находится в магнитном поле того же знака, что и источник фонового всплеска. Отсюда следует, что знак поляризации быстропротекающих всплесков, источники которых смещены перпендикулярно магнитному полю, преимущественно соответствует обыкновенной волне. Знак поляризации всплесков, смещенных вдоль поля, преимущественно соответствует необыкновенной волне.

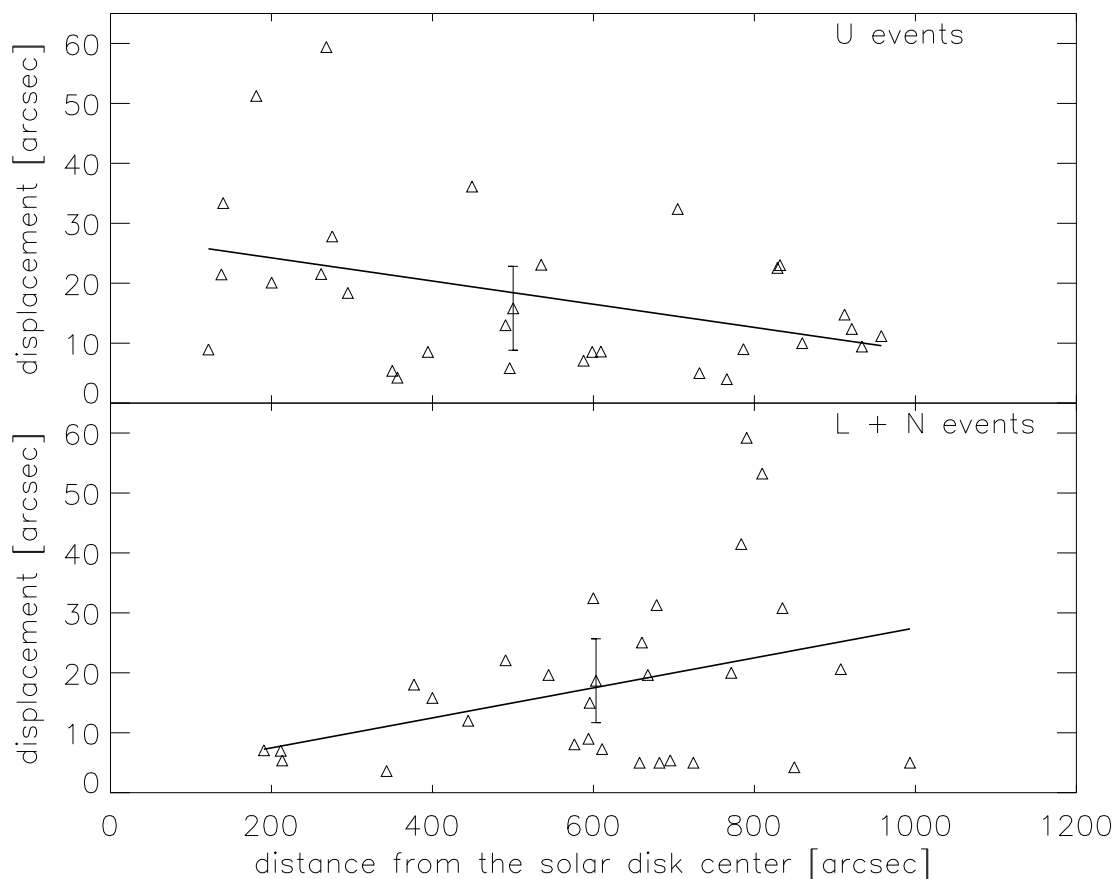


Рис. 4.19: Зависимости смещений источников быстропротекающих всплесков от расстояния до центра солнечного диска. Вверху показана зависимость для событий U-типа, знак поляризации которых соответствует обыкновенной волне. Внизу – смещения для событий типа L+N (знак поляризации соответствует необыкновенной волне или поляризации нет). Видно, что источники событий типа U смещаются в основном поперек магнитного поля. Источники событий типа L+N смещаются в основном вдоль поля.

4.5 Зебра-структуры

Так называемые зебра-структуры в динамических радиоспектрах, а именно их частоты и частотные дрейфы, несут информацию о параметрах плазмы в корональных частях вспышечных петель. Динамические спектры, используемые в данной работе, были записаны китайскими спектрополяриметрами в полосе частот, близкой к рабочей частоте ССРТ (5.7 ГГц). Источники излучения зебра структур располагаются во вспышечных областях, поэтому возможно определение параметров плазмы в месте генерации зебра-структур с привлечением рентгеновских данных. Из анализа таких данных следует, что предпочтительный механизм генерации зебра-структур – это преобразование плазменных волн в электромагнитные на поверхностях двойного плазменного резонанса, распределенных поперек вспышечной петли. Из двухсот событий с тонкой временной структурой, зарегистрированных одновременно китайскими спектрополяриметрами и ССРТ, только в шести зафиксированы зебра-структуры. Потоки этих событий не превышают нескольких солнечных единиц потока. Наблюдаемые полосы соответствуют малым номерам гармоник (около 5) и не наблюдается более пяти полос одновременно. Частотный интервал между полосами изменяется в широких пределах 0.1-0.7 ГГц. Характеристики событий согласуются с представлениями о том, что предпочтительный механизм излучения зебра-структур – двойной плазменный резонанс, и это может применяться к определению параметров плазмы и оценке величины магнитного поля в корональных вспышечных петлях.

Механизм излучения зебра-структур на низких частотах (в метровом диапазоне длин волн) определялся по параметрам динамических спектров без определения позиции источника излучения. Используя данные ССРТ, можно определить положение микроволнового источника излучения зебра-структуры и получить независимую оценку параметров плазмы, привлекая данные о рентгеновском излучении из данной области. Напряженность маг-

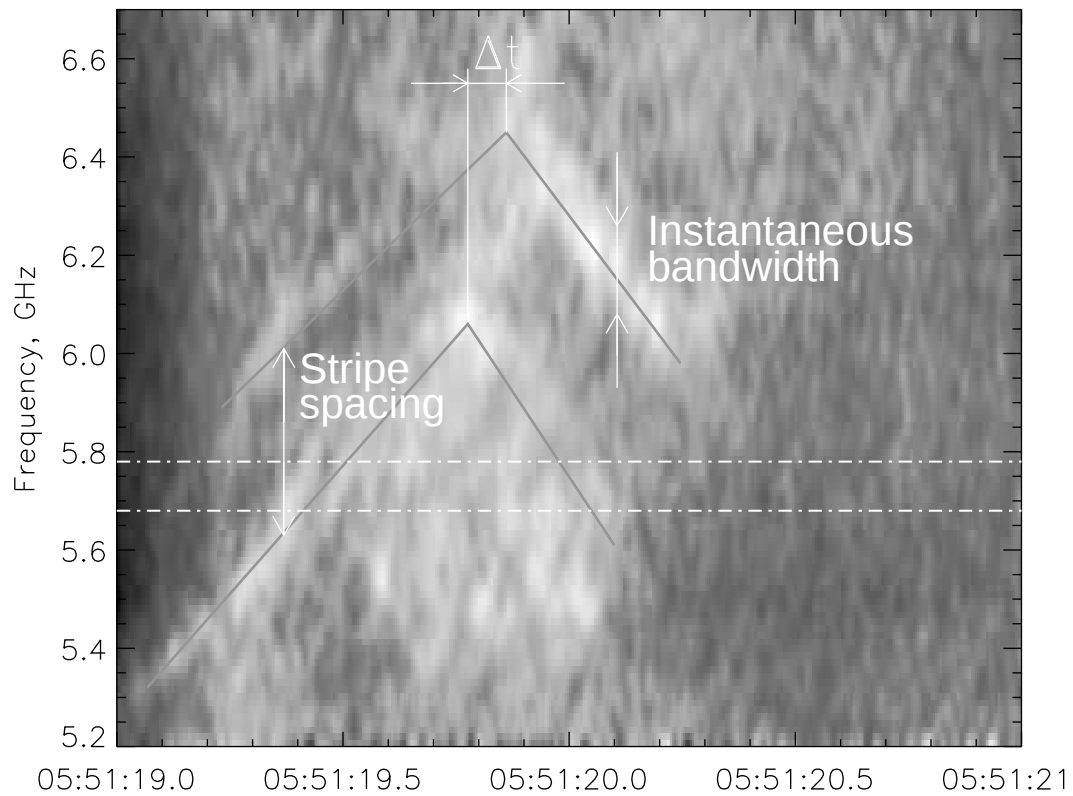


Рис. 4.20: Пример наблюдений микроволновой зебра-структуры 17 сентября 2002 г. китайским спектрополяриметром в диапазоне частот 5.2-7.5 ГГц. Горизонтальные линии показывают полосу частот ССРТ.

нитного поля оценивалась для потенциального приближения. В том случае, когда зебра-структуры регистрировались ССРТ, поляризация микроволнового излучения измерялась по данным ССРТ. В других случаях - по данным спектрополяриметров. В качестве приемной системы на ССРТ использовался акустооптический приемник в режиме регистрации быстрых событий. Этот режим характеризуется количеством частотных каналов 250, шириной каждого канала в 520 кГц и временем накопления 14 мс. Регистрируются отдельные отклики для каждой из антенных решеток Восток-Запад и Север-Юг. Пространственное разрешение в этом случае доходит до 15". В результате имеются на каждый момент времени два одномерных скана Солнца, полученные при различных углах между траекторией Солнца и полевой диаграммой направленности антенной решетки. Это позволяет измерять координаты быстропротекающих событий. Данные NoRH, Nobeyama Radio Polarimeters (NoRP) и Radio Solar Telescope Network (RSTN) использовались для получения пространственной и спектральной структур фоновых всплесков. Данные Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) использовались для исследования рентгеновского излучения от нетепловой компоненты плазмы. Структура магнитных полей была получена из магнитограмм Michelson Doppler Imager (MDI). Некоторые события были исследованы с привлечением данных Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) в ультрафиолетовом диапазоне.

Все наблюдаемые события перечислены в таблице 4.2. Для одного из событий с зебра-структурой (5 января 2003 г.), имевшего по данным ССРТ только один микроволновой источник и равные расстояния между полосами в динамическом спектре, близкие по значению к циклотронной частоте, показано, что наиболее вероятный механизм излучения связан с продольными колебаниями замагниченной плазмы – модами Бернштейна. Это подтверждается знаком поляризации микроволнового излучения, соответствующего необыкновенной волне. Для большей части событий наиболее подходящим является механизм преобразования плазменных волн в элек-

Таблица 4.2: Параметры зебра-структур для шести событий

Дата	Чис- δf ло [ГГц] по- лос	Дли- тель- ность	Полоса [ГГц]	Дрейф [ГГц s^{-1}]	Задер- жка [мс]	Поляри- зация
20000410	0.09- 0.2	1.2	0.1	-1.0 +0.2	<40	30-50
	2 0.11	0.8	0.04	-1.4 +0.6	<10	30-50
	2 0.12- 0.24	2.1	0.35	-0.3 +1.0	<10	
20020821	0.63- 0.73	0.9	0.26	+2.5	50	5-30
20020917	0.44- 0.50	1.3	0.2	-1.0 +1.8	85	
	2 0.20- 0.38	0.4	0.09	+2.7		0
20030105	0.16	2.4	0.06	-0.7 -0.5	<10	100
	4 0.22	4.1	0.26			100
20030318	0.3-0.5	0.4	0.12- 0.29	-11.0 +19.6	10-130	20
20030529	0.14- 0.48	0.09	0.04- 0.2	+3.4 +4.9		5
	3 0.23- 0.27	0.45	0.1- 0.16	+2.1 +2.7		90
	3 0.14- 0.27	0.3	0.16- 0.32	+2.85 +3.23		50
	2 0.13- 0.29	0.8	0.12- 0.16	+0.39 +0.44		50
	3 0.14- 0.21	0.34	0.1- 0.17	+1.27 +1.81		50

Таблица 4.3: Характеристики наблюдаемых зебра-структур

Диапазон частот f [ГГц]	5.2-7.5
Число полос	2-4
Частотный интервал между полосами Δf [ГГц]	0.1-0.7
Длительность [с]	0.1-4.1
Мгновенная ширина полосы [ГГц]	0.04-0.35
Скорость дрейфа [ГГц s^{-1}]	0.4-19
Степень поляризации [%]	0-50
Задержка Δt [мс]	<130

ромагнитные на поверхностях двойного плазменного резонанса. С этим согласуется знак поляризации, соответствующий обыкновенной волне, малое относительно циклотронной частоты расстояние между полосами в спектре и изменение расстояния между полосами с частотой. Характерные параметры зебра-структур собраны в таблице 4.3.

Наблюдения зебра-структур с пространственным разрешением показали, что источники таких событий располагаются в корональной части вспышечных петель. Величина магнитного поля в этих местах не превышает нескольких сотен Гс. Узкая полоса частот для каждой полосы в зебра-структуре указывает на когерентный механизм их генерации. Когерентный механизм, ответственный за фоновый континуум, характеризуется ленгмюровской частотой f_p , определяемой плотностью плазмы n и электронной циклотронной частотой f_b , зависящей от величины магнитного поля B . Ленгмюровская частота превышает 4 ГГц при плотности 2^{11} см^{-3} . Если электромагнитные волны излучаются на удвоенной ленгмюровской частоте, то плотность имеет значение около 5^{10} см^{-3} . Циклотронная частота достигает таких значений при величине магнитного поля свыше 1400 Гс. Такие поля характерны для оснований петель, находящихся в хромосфере, в короне поля намного слабее. Следовательно, для зебра-структур можно

считать выполненным условие $f_p \gg f_b$.

Для событий с простой конфигурацией (с одной вспыхивающей петлей) рентгеновские данные спутника GOES позволяют оценить плотность плазмы в источнике зебра-структуры. Обнаружено, что частоты зебра-структур примерно равны удвоенной ленгмюровской частоте. Когерентное излучение вызывается нетепловыми электронами с анизотропией по pitch-углам, которые сбрасывают лишнюю энергию через продольные плазменные волны за счет неустойчивости на конусе потерь. Двойной плазменный резонанс подразумевает, что излучение электромагнитных волн происходит из различных мест вспыхивающей петли. Позиции источников излучения определяются резонансными поверхностями из условия $f^s = \sqrt{f_p(n^s)^2 + f_b(B^s)^2} = sf_b(B^s)$, где f^s – частота излученных электромагнитных волн, s – номер гармоники циклотронной частоты, f_p и f_b – плазменная и циклотронная частоты, n^s и B^s – плотность плазмы и величина магнитного поля на резонансной поверхности, соответствующей гармонике с номером s . При таких условиях инкремент кинетической неустойчивости волн на верхнегибридной частоте довольно велик $\gamma = \frac{n_{ac}}{n} f_b$, где n_{ac} – число ускоренных частиц. Этот инкремент существенно больше инкремента для неустойчивости мод Бернштейна.

Частотный интервал между полосами зебра-структуры равен $\Delta f = 2f^{s+1} - 2f^s$. Для случая, когда $f_p \gg f_b$ магнитное поле и плотность плазмы в соседних полосах зебра-структуры соотносятся, как:

$$\frac{B^{s+1}}{B^s} = \frac{s}{s+1} \left(1 + \frac{\Delta f}{2f^s} \right) \quad (4.7)$$

$$\frac{n^{s+1}}{n^s} = \left(1 + \frac{\Delta f}{2f^s} \right) \quad (4.8)$$

Для события, показанного на рисунке 4.20, оценка величины магнитного поля дала $B = 200$ Гс, соответствующая электронная циклотронная частота $f_b = 0.56$ ГГц. Если преобразование плазменных волн в электромагнитные происходит на удвоенной циклотронной частоте, то получаем

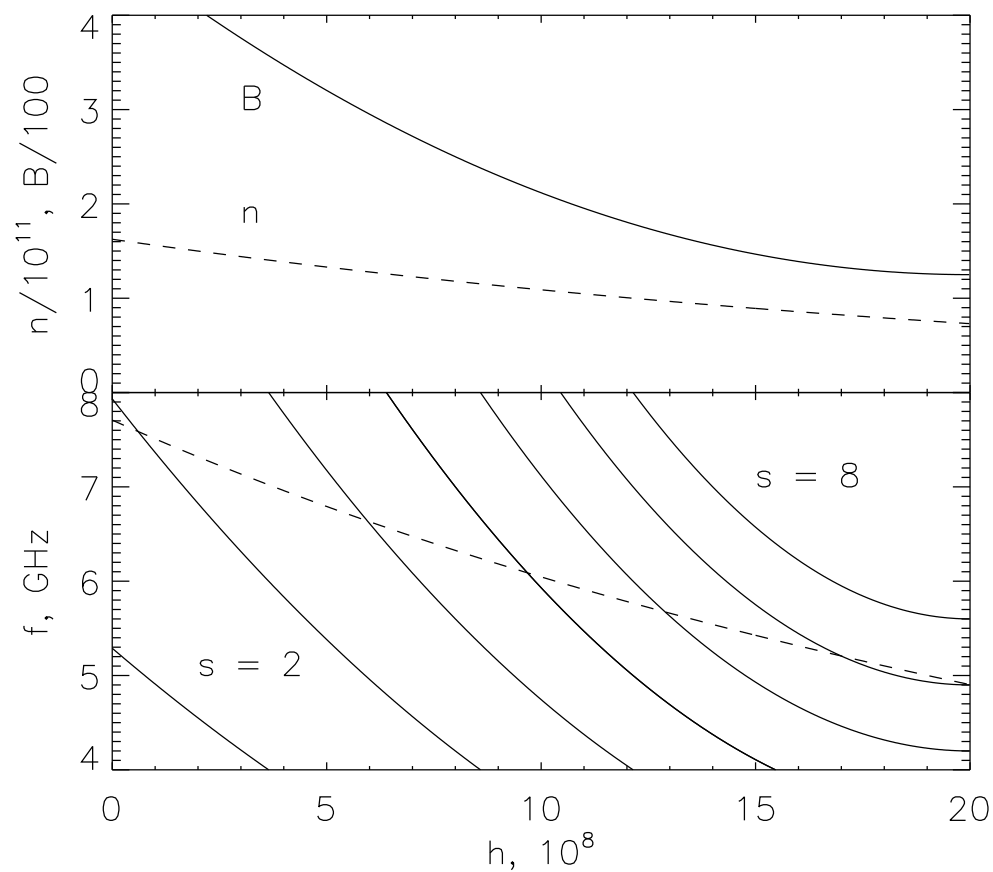


Рис. 4.21: Вверху показаны плотность плазмы и магнитное поле, как функции высоты над фотосферой. Внизу показаны удвоенные гармоники электронной циклотронной частоты (сплошные линии) и верхнегибридная частота (пунктир).

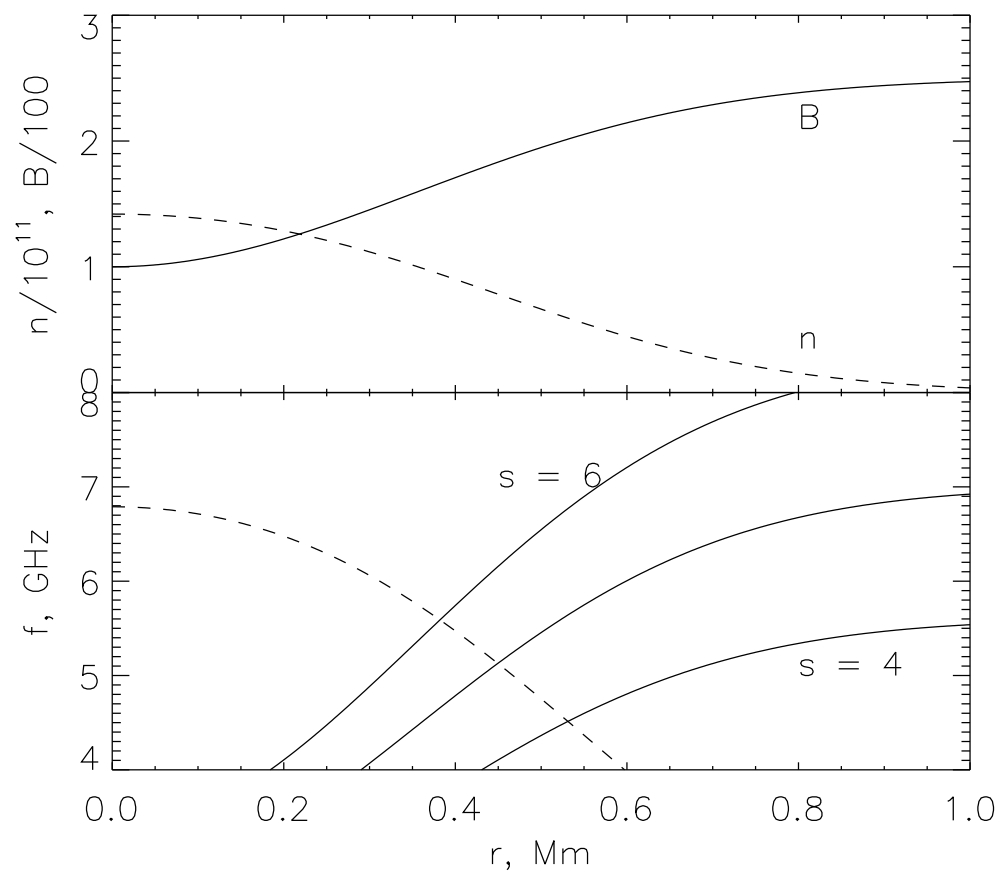


Рис. 4.22: Плотность плазмы (пунктир) и магнитное поле (сплошная линия) как функции радиуса магнитной трубки, находящейся в равновесии. Внизу – удвоенные гармоники электронной циклотронной частоты (сплошные линии), пунктиром – верхнегибридная частота .

$s \approx 5$ для того, чтобы получить излучение, соответствующее рисунку 4.20. Задавая разность частот между полосами зебра-структуры $\Delta f = 0.44$ ГГц, получим отношения $\frac{B^{s+1}}{B^s} \approx 0.94$ и $\frac{n^{s+1}}{n^s} \approx 1.07$ в источниках полос зебра-структур. Частотный дрейф зебра-структур может быть вызван изменением магнитогидродинамических скоростей. Сами зебра-структуры появляются из-за присутствия в резонансных областях нетепловых электронов с анизотропией по питч-углам. На рисунке 4.21 показаны результаты расчета плотности и магнитного поля вдоль магнитной трубки. Расчеты выполнены в предположении, что частота удваивается во время преобразования плазменных колебаний в электромагнитные. Зависимость магнитного поля вдоль трубки дается $B(h) = B_{top} \left(1 + \left(\frac{h}{L_b} \right)^2 \right)$ (J. Lee и Dale E. Gary, 2000). Магнитное поле рассчитано при типичных допущениях для вспышечной петли $B_{top} = 125$ Гс, $L_b = 12$ Мм. Сплошные кривые на нижнем графике показывают удвоенные гармоники электронной циклотронной частоты. Пунктирными линиями показаны: на верхнем графике – зависимость плотности плазмы с высотой над фотосферой, на нижнем – удвоенная верхнегибридная частота. Позиции резонансных частот вдоль вспышечной петли определяются пересечением пунктирных и сплошных линий на нижнем графике. Пересечение графика верхнегибридной частоты с графиком 5-й гармоники циклотронной дает частоту излучения 6.4 ГГц и интервал между частотами близкие к наблюдаемым. Однако, соответствующая температура плазмы оказывается очень низкой $\leq 0.5^6$ К. Даже для обычной петли это очень низкая температура, а для вспышечной петли температура занижена на порядок.

Частотный дрейф зебра-структуры обусловлен изменением параметров плазмы. Чтобы оставить в силе условие резонанса, изменения во времени плотности и магнитного поля должны быть связаны соотношением $n \sim B^2$. Такое соотношение типично для поперечного равновесия магнитной трубки. Рассмотрим простой случай радиального равновесия трубки, когда долж-

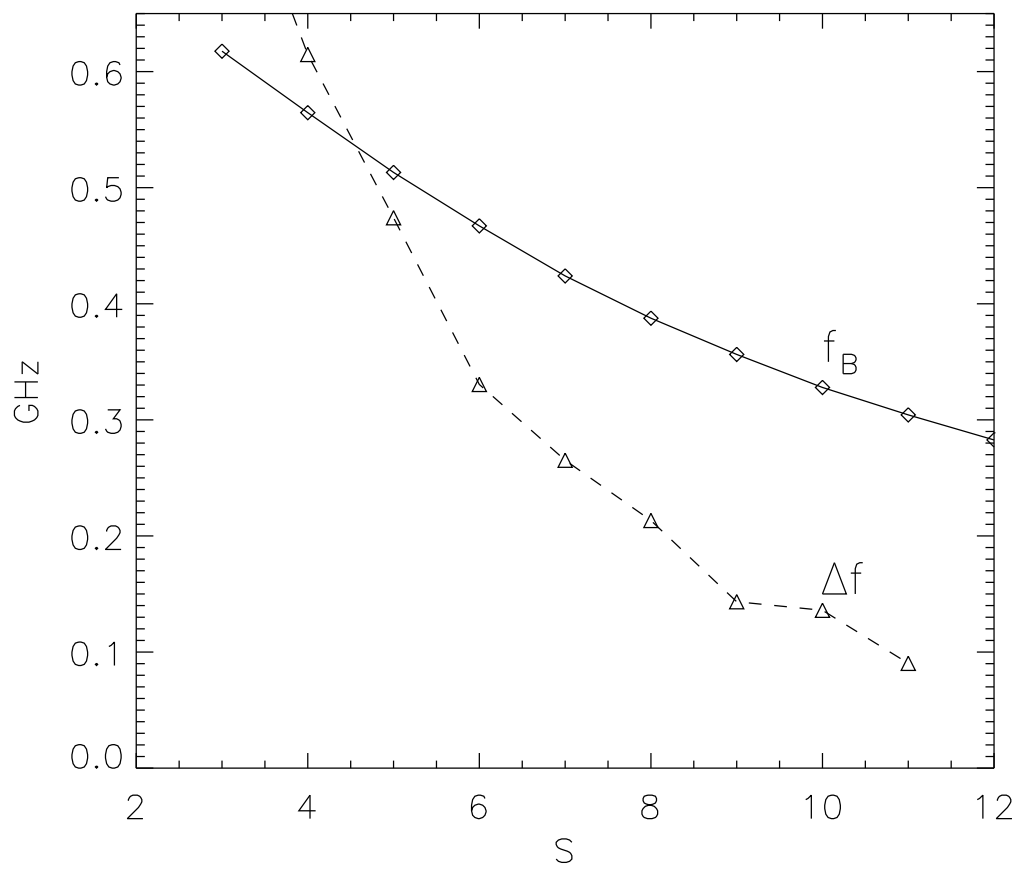


Рис. 4.23: Зависимость частотного расстояния между полосами зебра-структуры от номера гармоники электронной циклотронной частоты.

но выполняться условие $\frac{B^2(r)}{8\pi} + 2k_B n(r)T = \frac{B_{ext}^2(r)}{8\pi}$, где k_B - постоянная Больцмана, B_{ext} - внешнее магнитное поле. Давлением плазмы снаружи трубки можно пренебречь. На рисунке 4.22 показаны результаты моделирования для трубки с наложенным условием радиального равновесия. Температура плазмы внутри трубки принята постоянной и равной 8×10^6 К. Распределение поля по радиусу задано как $B = 2150 - 150 \exp(-r^2/p^2)$, а распределение плотности плазмы находится из уравнения равновесия. Постоянная p - свободный параметр, в данной модели равный 0.5 Мм. На рисунке 4.23 показана зависимость частотного интервала между полосами зебра-структуры, рассчитанная из этой модели. Хорошо видно, что даже такие мягкие и разумные условия, наложенные на модель, позволяют получить результат, близкий к наблюдаемому. Частотный интервал больше циклотронной частоты на низких гармониках и меньше на высоких. В этой модели есть свободные параметры: радиальная зависимость магнитного поля и температура плазмы. Выбор этих параметров производится по согласованию результатов моделирования с наблюдаемыми результатами. Представляется разумным объяснить частотный дрейф сосисочной модой колебаний магнитной трубки, при которой возникают изменения плотности и магнитного поля в сжимаемых магнитных трубках. Узость каждой полосы зебра-структуры может быть объяснена частотной зависимостью оптической толщины на второй гармонике ленгмюровской частоты. Следуя ((Benz и др., 1992)) $\tau = 1.2 T_{keV}^{-3/2} \nu_{GHz}^2 l_{cm}$, где l - радиальный масштаб изменений плотности. Для масштаба $l = 0.5$ Мм оптическая толщина будет $\tau \approx 0.1$, значит поглощением для волн, покидающих магнитную трубку, можно пренебречь. С другой стороны, для трубок с радиусом в несколько тысяч км и для излучения вдоль петли поглощение может быть существенным.

Записи с высокой чувствительностью динамических спектров микроволнового солнечного излучения позволили обнаружить несколько событий с микроволновыми зебра-структурами. Среди почти двух сотен собы-

тий с тонкой структурой, записанных китайскими спектрополяриметрами в диапазоне 5.2-7.5 ГГц и ССРТ, только шесть событий содержат микроволновые зебра-структуры. Полосы в этих зебра-структурах соответствуют малым номерам гармоник и не наблюдается более четырех полос одновременно. Частотный интервал между полосами меняется в широких пределах 0.1-0.7 ГГц. Наблюдаемые характеристики событий с зебра-структурами согласуются с представлением о том, что предпочтительным механизмом излучения зебра-структур является двойной плазменный резонанс.

Глава 5

Результаты наблюдений на многочастотном радиогелиографе

5.1 Модель отклика СРГ на "спокойное" Солнце

Исследование слабых по энергетике событий солнечной активности актуально по причине большого числа таких событий, что позволяет более обоснованно выявлять статистические закономерности солнечной активности. К тому же, общее уменьшение уровня солнечной активности в текущем цикле позволяет наблюдать события, которые в моменты высокой активности маскируются более мощными событиями. Интерес к слабым событиям вызван тем, что одним из предполагаемых механизмов нагрева солнечной короны является как раз большое количество слабых солнечных вспышек, происходящих практически непрерывно (Parker, 1988). Поэтому вопрос о том, сколь слабые вспышки могут быть обнаружены путем наблюдения микроволнового излучения солнечной короны, так же актуален.

Максимальная чувствительность СРГ по плотности потока достигается при суммировании амплитуд всех видностей. В отклике СРГ на "спокойное" Солнце на низких пространственных частотах доминирует вклад от солнечного диска. Значения корреляционных кривых систематически меняются во времени из-за изменения диаграммы направленности (ДН) СРГ. Вариации корреляционных кривых во времени, вызванные изменением ДН СРГ, могут быть немонотонными и поэтому могут маскировать слабую солнечную активность. Наиболее контрастно вариации проявляются при отклике на солнечный диск, их уровень может достигать 0.1% в зависимости от рабочей частоты. Уровень отклика от компактных источников обычно составляет несколько процентов, поэтому влияние вариаций корреляционных кривых на такой отклик мало заметно. Однако при исследовании сверхслабой солнечной активности нужно корректировать отклик с учетом этих вариаций. Для коррекции вариаций, вызванных изменением отклика на солнечный диск, из полного отклика нужно вычитать этот отклик.

Пример вариаций корреляционных кривых представлен на рисунке 5.1. Отмеченные овалом "холмики" на двух кривых, соответствующих высоким частотам, проявляются на других частотах в виде более плоских участков или даже участков с общим длительным повышением уровня отклика. На рисунке 5.2 показано, как эти вариации наблюдаются в течение года. Светлые полосы, расположенные симметрично относительно кульминации, соответствуют вариациям, отмеченным овалом на рисунке 5.1. Во время слабой активности такие вариации хорошо заметны. С появлением активных областей, даже в отсутствие вспышек, вариации маскируются шумами активной области. В этом случае особенно важно подавить такие вариации, чтобы не спутать их с откликом на шум активной области.

Моделирование отклика СРГ на "спокойное" Солнце заключается в том, что каждая точка корреляционной кривой рассчитывается как сумма определенного набора значений функции видности солнечного диска. Значения

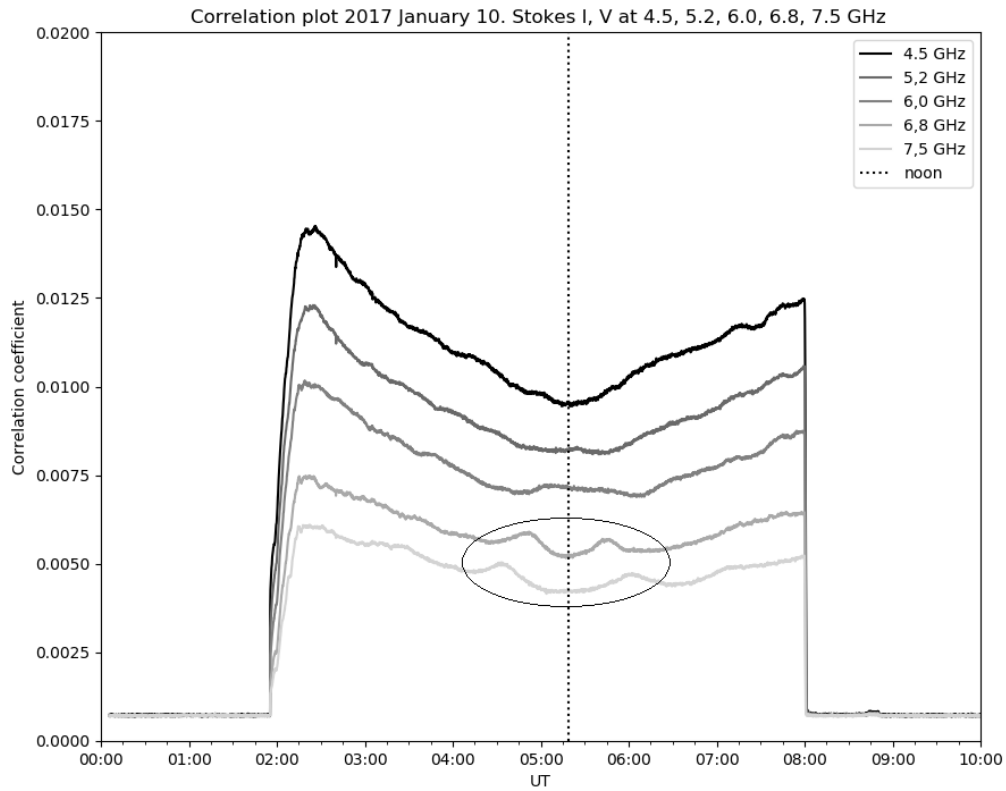


Рис. 5.1: Вариации корреляционных кривых Сибирского Радиогелиографа, вызванные изменением диаграммы направленности СРГ. Хорошо виден суточный ход кривых, овалом выделены вариации, которые можно принять за колебания плотности потока микроволнового излучения.

функции видности солнечного диска определяются временем наблюдений и рабочей частотой СРГ. Факторами, влияющими на результат, являются: радиус диска "спокойного" Солнца, степень размытости края солнечного диска, модули коэффициентов передачи антенн и влияние взаимного затенения антенн СРГ.

Каждой точке корреляционной кривой соответствует сумма модулей измеренных видностей всех пар антенн в определенный момент времени на определенной частоте, т.е. сумма модулей комплексных коэффициентов корреляции сигналов каждой пары антенн:

$$C(\nu, t) = \sum_{i=1}^{i=N_{ew}} \sum_{j=1}^{j=N_{ns}} \left| \hat{V}_{ij}(\nu, t) \right|, , \quad (5.1)$$

где i, j – индексы антенн направлений Восток-Запад и Север-Юг соответственно, ν – частота, t – время, N_{ew}, N_{ns} – количество пар антенн в направлении Восток-Запад и Север-Юг.

Отклик одной пары антенн на распределение интенсивности по углам ξ, η можно записать в следующем виде [(Thompson, Moran и Swenson, 2001)]:

$$V(\nu, t) = \iint_{\Omega} F(\xi, \eta) \cos(2\pi(u\xi + v\eta)) S(\xi, \eta) d\xi d\eta, \quad (5.2)$$

где $F(\xi, \eta)$ – диаграмма направленности одной антенны, $S(\xi, \eta)$ – распределение интенсивности солнечного излучения, Ω – угловой размер источника излучения. Для нахождения отклика на солнечный диск примем, что распределение интенсивности однородно на угловых размерах диска, а влиянием диаграммы направленности одной антенны можно пренебречь, то выражение 5.1 будет иметь вид:

$$\begin{aligned} C(\nu, t) &= \sum_{i=1}^{i=32} \sum_{j=1}^{j=16} |g_i| |g_j| \iint_{\Omega} \cos(2\pi(u_{ij}\xi + v_{ij}\eta)) d\xi d\eta = \\ &= 2 \sum_{i=1}^{i=32} \sum_{j=1}^{j=16} |g_i| |g_j| \int_{\Omega} \cos\left(2\pi\sqrt{u_{ij}^2 + v_{ij}^2}\theta\right) \sqrt{\frac{\Omega^2}{4} - \theta^2} d\theta = \\ &= \pi \sum_{i=1}^{i=32} \sum_{j=1}^{j=16} |g_i| |g_j| \left| \frac{J_1\left(\Omega\sqrt{u_{ij}^2 + v_{ij}^2}\right)}{\Omega\sqrt{u_{ij}^2 + v_{ij}^2}} \right|, \end{aligned} \quad (5.3)$$

где g_i, g_j – коэффициенты передачи антенн i, j , u_{ij}, v_{ij} – зависящие от ν, t компоненты пространственной частоты, J_1 – функция Бесселя первого рода, Ω – угловой размер Солнца.

На рисунке 5.3 показаны массивы, полученные на 32-х частотах, реальных (верхняя часть рисунка) и модельных (нижняя часть рисунка) корре-

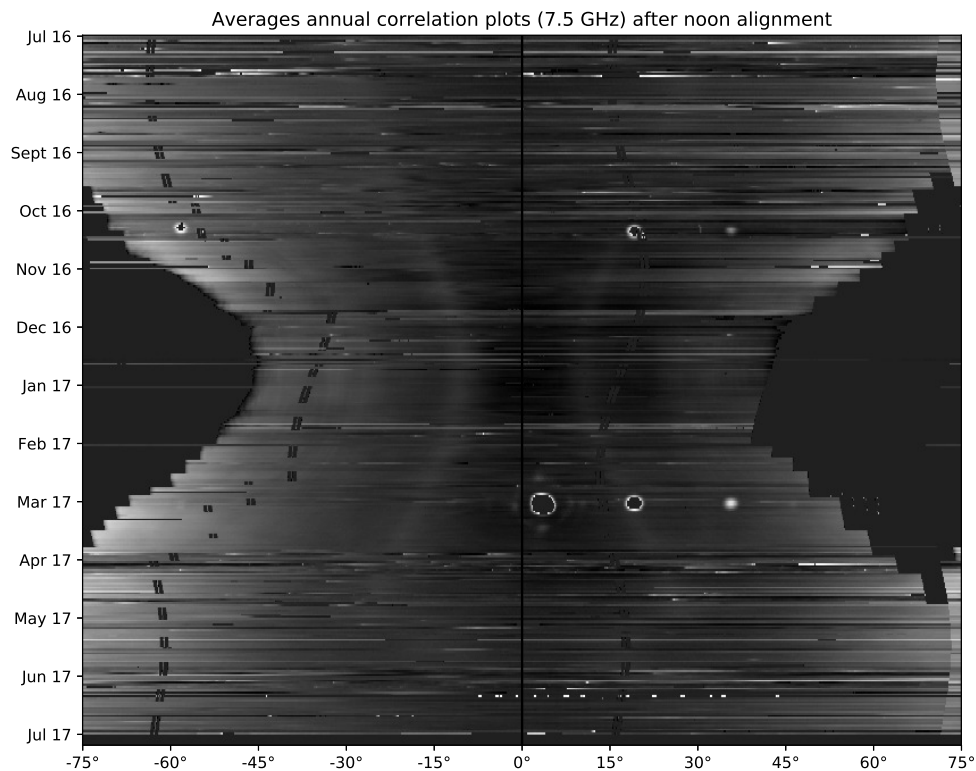


Рис. 5.2: Корреляционные кривые, полученные за период с июля 2016 г по июль 2017 г. По оси x отложен часовой угол, момент кульминации отмечен тонкой сплошной линией. Штриховые черные линии – моменты диагностики СРГ. Светлые полосы, симметрично расположенные относительно кульминации – вариации корреляционных кривых. Темные кружки, относящиеся к датам наблюдений, близким к моментам равноденствия, – это отклики на излучение геостационарных спутников.

ляционных кривых для 10 января 2018 г. Ясно видно, что вариации, подобные наблюдаемым вариациям корреляционных кривых на частотах 6.8 ГГц и 7.5 ГГц (рисунок 5.1), можно ожидать во всем диапазоне частот выше 6 ГГц. Из модели корреляционных кривых для всей полосы частот следует, что эти изменения во времени вызваны меняющимся откликом СРГ на солнечный диск.

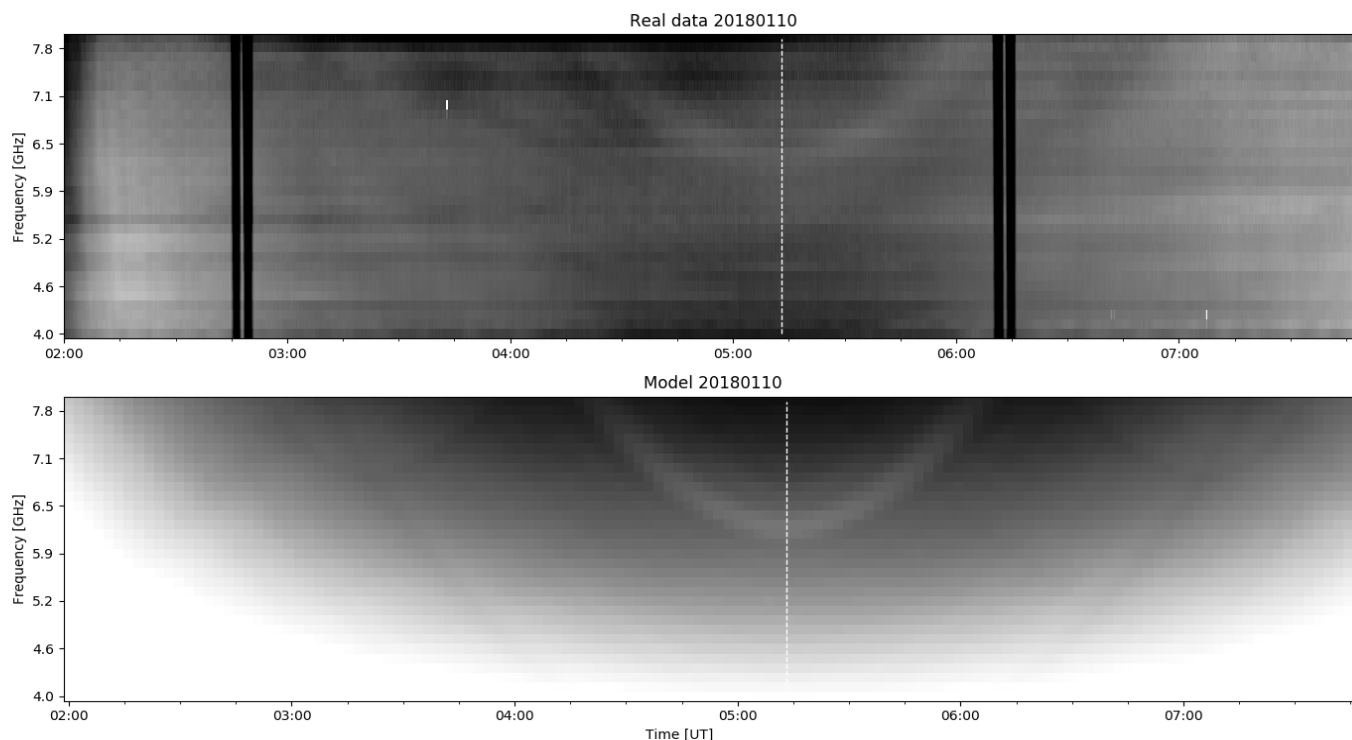


Рис. 5.3: В верхней части показаны корреляционные кривые, полученные на 32-х частотах в диапазоне 4-8 ГГц 10 января 2018. Вертикальные полосы черные – моменты диагностики СРГ. Белая штриховая прямая показывает момент кульминации. Вариации корреляционных кривых особенно хорошо заметны на интервале времени 04-06 часов в области высоких частот. В нижней части показан массив модельных корреляционных кривых, рассчитанных в полной полосе частот СРГ48 4-8 ГГц на 10 января 2018.

Минимальное расстояние между антеннами солнечного радиоинтерферометра, выраженное в длинах волн, должно быть не более величины, обратной угловому размеру Солнца. Как уже упоминалось, если это требова-

ние не будет соблюдаться, то изображения солнечного диска будут накладываться друг на друга, подобно тому, как накладываются спектры сигналов, дискретизация которых не удовлетворяет критерию Найквиста. В свою очередь, диаметры рефлекторов антенн солнечного радиоинтерферометра не могут быть слишком малы, это приведет к потере чувствительности. Поэтому для солнечных радиотелескопов возможны моменты, когда одна антенна находится в тени соседней антенны. Расположение антенн СРГ таково, что при отрицательных склонениях в определенные моменты времени антенна южного плеча, расположенная ближе всех к центру антенной решетки, затеняет ближайшие антенны восточного плеча при положительных часовых углах и западного при отрицательных часовых углах. Затенение не только уменьшает эффективную площадь соответствующего двухэлементного интерферометра, но и меняет его базу относительно расчетной, получаемой из проекции на картинную плоскость вектора, соединяющего фазовые центры антенн. Исключать затененные антенные базы нежелательно, потому что наибольшему затенению подвержены как раз минимальные базы, дающие наибольший вклад в отклик СРГ на солнечный диск. Рассмотрим влияние затенения на корреляционные кривые СРГ.

Чтобы оценить изменение базы, вызванное затенением, рассмотрим рисунок 5.4. Пусть без затенения база пары антенн определяется расстоянием O_1O_2 . Если антенна A_1 начинает затенять A_2 , то фазовый центр A_2 будет смещаться по линии O_1O_2 в сторону от антенны A_1 . Величину смещения можно найти из условия равенства площадей двух фигур из незатененной части A_2 , расположенных слева и справа от линии, проведенной через точку O'_2 нормально к линии O_1O_2 . Площадь фигуры, расположенной справа:

$$S_1(\delta) = 2 \int_{\delta}^R \sqrt{R^2 - x^2} dx, \quad (5.4)$$

где R - радиус зеркала антенны. Аналогично для площади левой фигуры

имеем:

$$S_2(b, \delta) = 2 \int_{-R}^{\delta} \sqrt{R^2 - x^2} dx - 4 \int_{-R}^{-b/2} \sqrt{R^2 - x^2} dx. \quad (5.5)$$

Условие равенства $S1 = S2$ приводит к выражению:

$$\int_0^{\delta} \sqrt{R^2 - x^2} dx = \int_{-R}^{-b/2} \sqrt{R^2 - x^2} dx. \quad (5.6)$$

из которого можно найти связь δ и b , но выражение получается очень громоздким.

$$\delta = R - b/2, \quad (5.7)$$

Из-за затенения отклик пары антенн с минимальной базой будет изменяться не только из-за уменьшения собирающей площади, но из-за эффективного увеличения длины базы. Это вызвано тем, что минимальная антенная база СРГ соответствует окрестности главного лепестка функции видности солнечного диска. Увеличение этой базы, другими словами – смещение спектральной чувствительности в область более высоких пространственных частот в окрестности главного лепестка функции видности, означает уменьшение отклика. Результат моделирования корреляционных кривых СРГ для момента зимнего солнцестояния показан на рисунке 5.5. Видно, что существенное влияние затенение оказывает ко времени окончания наблюдений и его величина в пересчете на единицы плотности потока составляет не более 1 с.е.п. на частоте 7.5 ГГц.

Хотя, как показывает рисунок 5.3, модельные кривые весьма подобны реальным, все же ожидать абсолютно точного совпадения не приходится в силу того, что реальная кривая – это отклик не только на "спокойный" солнечный диск. Поэтому иногда для коррекции данной кривой можно использовать реальную кривую, полученную в момент отсутствия активных областей на диске Солнца. На рисунке 5.6 показан результат такой коррекции для кривых, полученных 14-22 июня 2018 г. 14-го июня активных

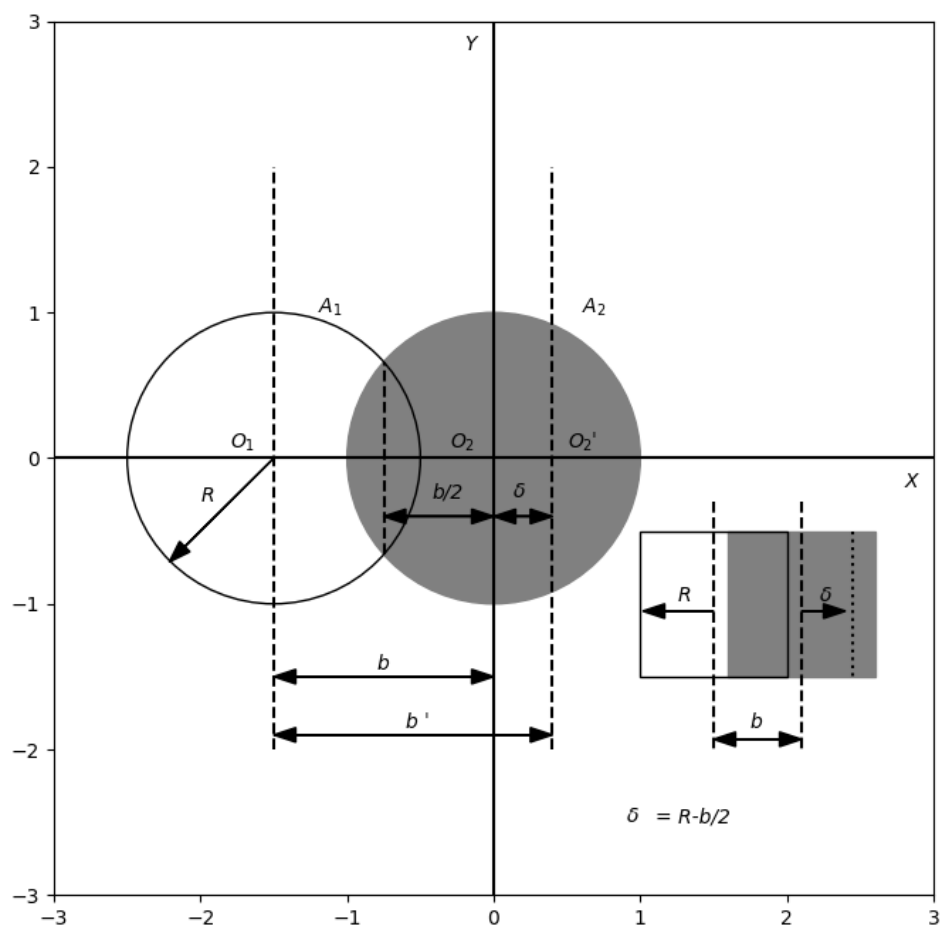


Рис. 5.4: Схематичное изображение затенения антенн. Расчетное расстояние между антеннами b – антенная база. Если антенна A_1 затеняет антенну A_2 , то эффективная антенная база увеличивается: $b' = b + \delta$, где δ – "центр тяжести" апертуры, не подвергшейся затенению. Для квадратной апертуры очевидно, что $\delta = R - b/2$, где R – радиус зеркала. В первом приближении это же выражение можно использовать и для круглых апертур.

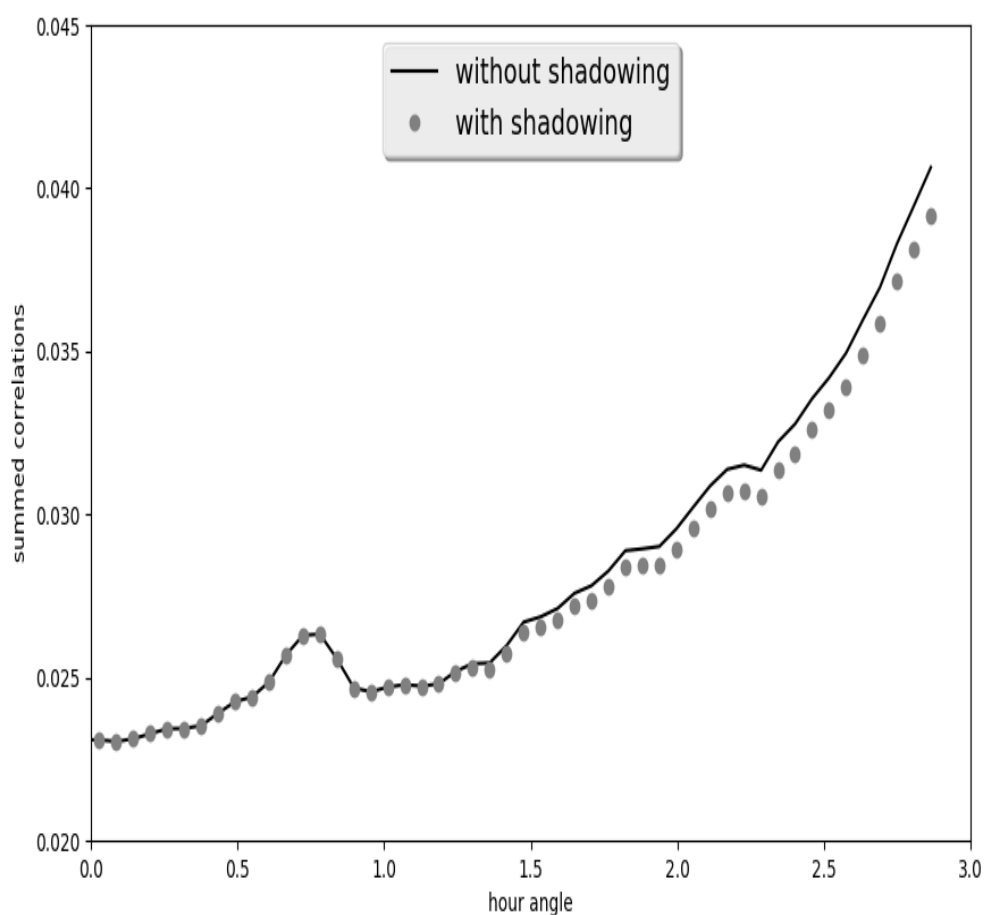


Рис. 5.5: Модели корреляционной кривой без учета затенения антенн (сплошная линия) и с учетом затенения (кружки). Склонение равно -23° , частота 7.5 ГГц. В силу симметрии показана только половина корреляционной кривой, соответствующая положительным значениям часового угла.

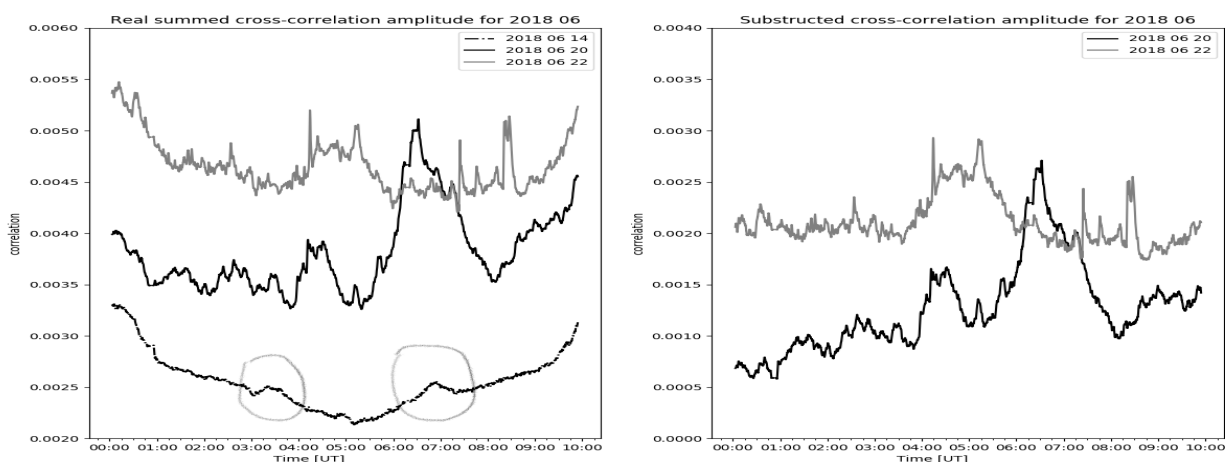


Рис. 5.6: Слева показаны корреляционные кривые 14, 20 и 22 июня 2018. 14-го июня активность отсутствовала. 20-е и 22-е соответствуют появлению на диске активной области NOAA12715. Овалами выделены вариации корреляционной кривой, вызванные откликом на солнечный диск. Справа показан результат вычитания "спокойной" кривой за 14-е июня из остальных кривых.

областей на диске Солнца не было. 20-го и 22-го июня значения корреляционных кривых заметно выросли и наблюдалось большое количество слабых всплесков, которые можно интерпретировать, как шум активной области NOAA12715, соответствующий моменту всплытия ее из-под фотосферы. Результат коррекции данными за 14-е июня показан в правой части рисунка. Хорошо видно, что такие скорректированные данные более достоверно описывают изменения плотности потока от активных областей, но вместе с тем, на все скорректированные кривые переходят артефакты корректирующей кривой. Они отмечены овалами на рисунке. На практике такой метод вполне пригоден, если активность отсутствовала на приемлемом интервале времени от исследуемых событий. Приемлемость в данном случае – малое изменение отклика на "спокойный" солнечный диск. В остальных случаях нужно рассчитывать модельные кривые.

Предложенный метод моделирования корреляционных кривых СРГ описывает наблюдаемые особенности кривых, обусловленные откликом СРГ

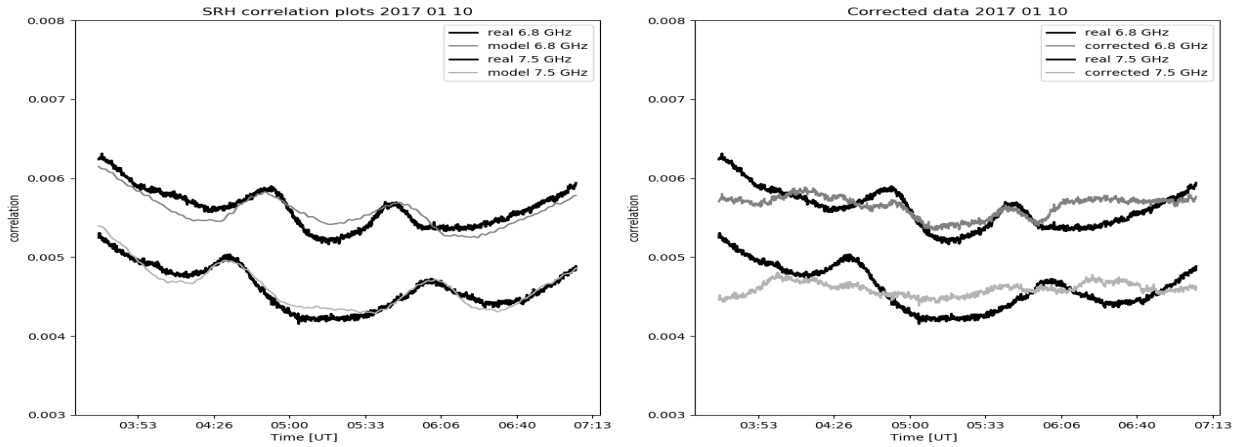


Рис. 5.7: Результат коррекции корреляционных кривых с помощью моделей, рассчитанных с как отклик на солнечный диск. Частоты 6.8 и 7.5 ГГц. Исходные кривые показаны черным, результат коррекции – серым. Вариации кривых удастся подавить в несколько раз, это соответствует уровню плотности потока, примерно, 0.1 с.е.п.

на солнечный диск и, соответственно, позволяет корректировать кривые или учитывать вариации кривых при обработке данных СРГ. Этим методом были рассчитаны модели корреляционных кривых, показанных на рисунке 5.1. Коррекция проведена для кривых, полученных на частотах 6.8 и 7.5 ГГц, где вариации наиболее выражены. Суточный ход модельных кривых немного отличается от реальных. Скорее всего это вызвано тем, что все же в этот день присутствуют компактные источники, корреляционные кривые для которых слабо меняются в течение дня, поэтому ход суммарной кривой более плавный, чем модельный отклик на "спокойный" солнечный диск. Асимметрия корреляционных кривых относительно кульминации может быть вызвана асимметрией распределения интенсивности по диску Солнца или различием в коэффициентах передачи антенн, симметрично расположенных относительно центра антенной решетки СРГ. Результат коррекции показан на рисунке 5.7. Вариации корреляционных кривых удастся подавить в несколько раз, что соответствует плотности потока примерно 0.1 с.е.п. Изменения корреляционных кривых во времени

можно рассматривать как разновидность шума, мешающего достоверному обнаружению слабых событий. Таким образом, коррекция с помощью модели отклика на солнечный диск увеличивает отношение сигнал-шум, что очень важно при исследовании сверхслабой активности.

5.2 Измерение размера источника по аппроксимации спектра

В процессе работы с 10-антенным макетом радиогелиографа был предложен метод оценки размеров компактных источников по наклону пространственного спектра источника (S. V. Lesovoi, A. T. Altyntsev и др., 2012). В отличие от использования относительных видностей, описанных в (Dale E. Gary и Hurford, 1989), таким образом можно определять размер на каждой из рабочих частот. Покрытие uv -плоскости 10-антенного макета очень бедное, фактически заполняются две группы точек, соответствующих интерференционным базам, содержащим антенны из различных лучей антенной решетки, и еще две, соответствующие одномерным базам направления Юг и Запад-Восток. В предположении круговой симметрии источника можно пренебречь его двумерными особенностями и рассматривать $S(\sqrt{u^2 + v^2})$ вместо $S(u, v)$, где S - пространственный спектр. Тогда получившуюся одномерную функцию можно аппроксимировать, например, гауссовой кривой и из ее параметров оценить размер источника. В принципе, можно проводить и линейную аппроксимацию, при этом нужно иметь в виду, что размер в таком случае будет занижен. Размер θ в случае линейной аппроксимации будет равен $\alpha A_1^{linear} / A_0^{linear}$, а для гауссовой аппроксимации – $\beta / (\pi \sqrt{2} A_2^{Gauss})$, где A_k – коэффициенты аппроксимации. Эмпирические константы $\alpha = 0.75$ и $\beta = 1.5$. Общее число интерференционных баз макета – 45. Однако, они группируются в четыре кластера и фактическое число точек, по которым ведется аппроксимация, можно считать равным четырем.

Для более устойчивой аппроксимации гауссовой кривой самые низкочастотные компоненты пространственного спектра лучше не учитывать.

Такая оценка размеров источников допустима только для компактных источников. Более точно, если самые длинные интерференционные базы имеют нулевой отклик, то размер, полученный таким образом, будет просто следовать пространственному разрешению на данной частоте. В течение вспышки, когда появляются компактные яркие источники, отклики на самых длинных базах отличны от нуля и оценка становится более достоверной. Моделирование показывает, что на частоте 6 ГГц и при часовом угле 60° линейная аппроксимация дает достоверный результат при размере источника менее $20''$, а гауссова аппроксимация при размере менее $25''$. Если коротко, такая оценка размеров достоверна только для неразрешаемых источников. Очевидно, что существует нижний предел размера источника, при котором данный метод перестает работать. Если отклики на всех базах становятся одинаковыми, то оценить размер таким образом нельзя. Этот предел равен $2-4''$.

Размер и плотность потока микроволнового источника всплеска, полученные вышеописанным образом, показаны в верхней части рисунка 5.8. Наименьший размер источника был во время последнего импульса радиоизлучения между 08:11 и 08:12 UT. Можно заметить, что, как правило, размер уменьшается с ростом плотности потока микроволнового излучения. Однако, во время первого импульса потока между 08:02 и 08:03 размер сначала уменьшается, а потом растет, в то время как поток растет постоянно. Это значит, что яркостная температура микроволнового источника всплеска в этот момент уменьшается, а площадь источника увеличивается. В течение второго импульса потока размер уменьшается каждый раз, когда поток нарастает. Наконец, во время последнего импульса размер источника практически не меняется, особенно на высоких частотах. На нижней панели рисунка 5.8 показаны поток жесткого рентгеновского излучения, полученный прибором GBM, установленным на спутнике Fermi, и яркост-

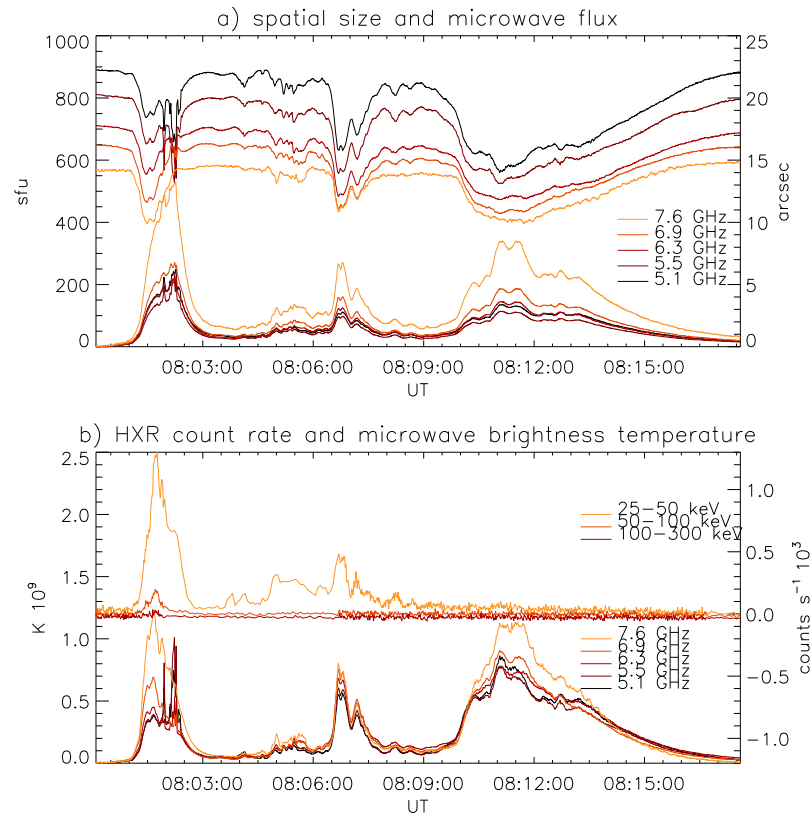


Рис. 5.8: В верхней части показаны размеры и плотность потока на различных частотах источника всплеска 7 марта 2011 в активной области 11164. В нижней части показаны потоки жесткого рентгена по данным GBM и яркостная температура по данным 10-антенного макета радиогелиографа.

ная температура источника микроволнового всплеска, вычисленная по данным 10-антенного макета радиогелиографа. Хорошо видно, что поведение микроволнового потока и потока жесткого рентгена совершенно различны в течение события. Во время первого импульса микроволнового потока жесткое рентгеновское излучение сначала резко нарастает, затем столь же резко падает, а микроволновый поток продолжает расти. В течение второго импульса поведение потоков подобны. А во время третьего импульса жесткого рентгеновского излучения совсем не наблюдается. Для того, чтобы дать объяснение этому, для начала нужно оценить яркостную температуру микроволнового источника. Оценка делается в предположении теплового излучения $T_b(\nu) = 1.39 \cdot 10^{10} S(\nu) / (\nu \theta(\nu))^2$, где ν – частота в ГГц, $\theta(\nu)$ – размер в угловых секундах, $S(\nu)$ – плотность потока в с.е.п. Есть некоторое несоответствие между яркостными температурами, полученными ССРТ и 10-антенным макетом радиогелиографа. По данным ССРТ яркостная температура в 08:02 была $2.2 \cdot 10^7$ К, а по данным макета на частоте 5.5 ГГц яркостная температура $3 \cdot 10^8$ К. Однако, если учесть размер ДН ССРТ и размер источника, полученный из данных макета, то яркостная температура по данным ССРТ получится около 10^8 К.

Общепринято, что за микроволновое излучение и жесткое рентгеновское излучение отвечает одна и та же популяция электронов ((Holt и Ramaty, 1969), (Т. Bastian, А.О. и D.E., 1998)). Поэтому целесообразно анализировать совместно данные жесткого рентгена и микроволновые. Из рисунка 5.8 видно, что жесткий рентген присутствует только во время двух первых импульсов микроволнового потока, более того, высокоэнергичные ускоренные частицы (50-100 кэВ) присутствуют только во время первого импульса. Поэтому можно сказать, что микроволновый всплеск начинается в 08:01 UT с появлением высокоэнергичных частиц. Яркостная температура следует за жестким рентгеновским излучением, однако размер микроволнового источника увеличивается быстрее относительно уменьшения температуры. В свою очередь микроволновый поток увеличивается во время первого им-

пульса всплеска. Относительно быстрые флуктуации размера во время второго импульса находятся в согласии с рентгеновским потоком. Во время третьего импульса, когда рентгеновское излучение спадает, наблюдаются только слабые изменения размера микроволнового источника. Кроме размеров источников микроволнового излучения по данным макета можно оценить смещение центра яркости на различных частотах в течение вспышки.

Событие с тонкой временной структурой в 08:02 UT имеет совершенно иные яркостную температуру и размер по отношению к характеристикам всплеска. Температура и размер быстропротекающего события имеют экстремум на частоте 5.5 ГГц, а для фонового всплеска частота экстремума – 7.6 ГГц. По данным ССРТ источник быстропротекающего события смещен относительно центра яркости всплеска на рабочей частоте ССРТ 5.7 ГГц. Смещение центра яркости можно оценить и по данным 10-антенного макета радиогелиографа. Для этого можно использовать фазы функций видности, полученные на наименьших интерференционных базах макета. Четыре таких базы содержится в плече Запад-Восток и три в южном луче макета. Средние значения этих фаз показаны на рисунке 5.9. Чтобы найти смещение центра яркости быстропротекающего события, можно пренебречь медленно меняющимися значениями фаз. В этом случае смещения могут быть получены из следующих соотношений $\Delta\xi = \Delta\phi_{kl}/(2\pi|\mathbf{b}_\lambda^{kl}(t)|)$, $\Delta\eta = \Delta\phi_{mn}/(2\pi|\mathbf{b}_\lambda^{mn}(t)|)$, где $\Delta\phi$ – фазы, $\mathbf{b}_\lambda$ – интерференционные базы антенных пар (k, l) , (m, n) соответственно. Смещение в картинной плоскости может быть получено с учетом того, что $(\Delta\xi, \Delta\eta)$ – ковариантные координаты в косоугольной системе координат, определяемой временем наблюдений ((S. Lesovoy, A. Treskov и T. Treskov, 1999)):

$$\begin{pmatrix} \Delta x \\ \Delta y \end{pmatrix} = \frac{1}{\sin^2 \gamma} \begin{pmatrix} \cos \gamma_{kl} & \cos \gamma_{mn} \\ \sin \gamma_{kl} & \sin \gamma_{mn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & -\cos \gamma \\ -\cos & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Delta\xi \\ \Delta\eta \end{pmatrix}, \quad (5.8)$$

где γ_{kl}, γ_{mn} – углы между нормальными к интерференционным базам и нор-

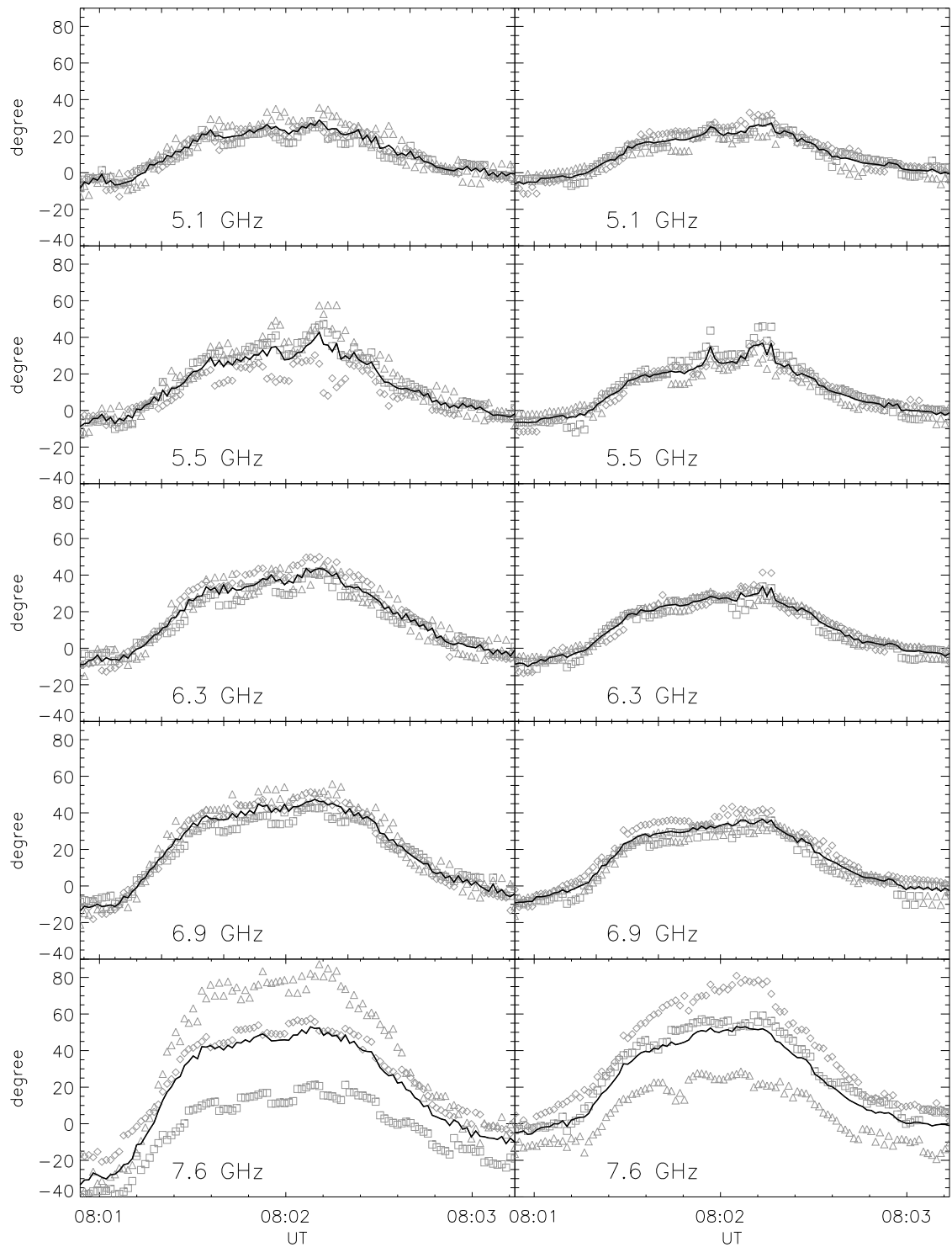


Рис. 5.9: Фазы функций видности самых коротких интерференционных баз на момент начала вспышки 7 марта 2011 г. Различными символами показаны фазы различных баз, сплошной линией – средняя фаза. Быстрые изменения фазы на частоте 5.5 ГГц соответствуют событию с тонкой временной структурой, показанному на рисунке 5.8.

малями к траектории Солнца,

$$\gamma = \begin{cases} \gamma_{kl} - \gamma_{mn}, & h \leq 0 \\ \pi - (\gamma_{kl} - \gamma_{mn}), & h > 0 \end{cases}, \quad (5.9)$$

где γ – угол косоугольной системы координат, h – часовой угол.

Рисунок 5.9 показывает фазы функций видности во время первого импульса всплеска. Быстрые изменения фазы на первых трех частотах согласуются по времени с быстропротекающим событием. Можно предположить, что эти изменения фазы вызваны смещением центра яркости источника быстропротекающего события относительно фонового всплеска. Но изменения фазы слишком велики, чтобы быть вызваны только смещением центра яркости. На изменение фазы одновременно влияют как смещение, так и величина потока смещенного источника. Чтобы ослабить влияние потока фонового всплеска, из пространственного спектра события были вычтены медленно меняющиеся значения. Рисунок 5.10 показывает изображение источника всплеска на частоте 5.7 ГГц, полученное ССРТ, и смещение источника быстропротекающего события на различных частотах, полученное из данных макета радиогелиографа. Для каждого измерения смещения использовалось две интерференционные базы. Квадратик показывает положение быстропротекающего события по данным ССРТ. Местоположение центров яркости, полученное по данным макета, показано цветными треугольниками. Хотя точность измерения смещения для данных макета ниже, чем для ССРТ, но данные согласуются. Более того, хорошо видно изменение смещения с частотой.

Анализ события, приведенный в данной работе, выразительно показывает возможности одновременных наблюдений с пространственным, временным и спектральным разрешениями. Другими словами, этот анализ показывает проблемы при интерпретации данных микроволновых наблюдений без пространственного разрешения. Хорошо видно, что одновременный анализ жесткого рентгеновского излучения и микроволнового излучения собы-

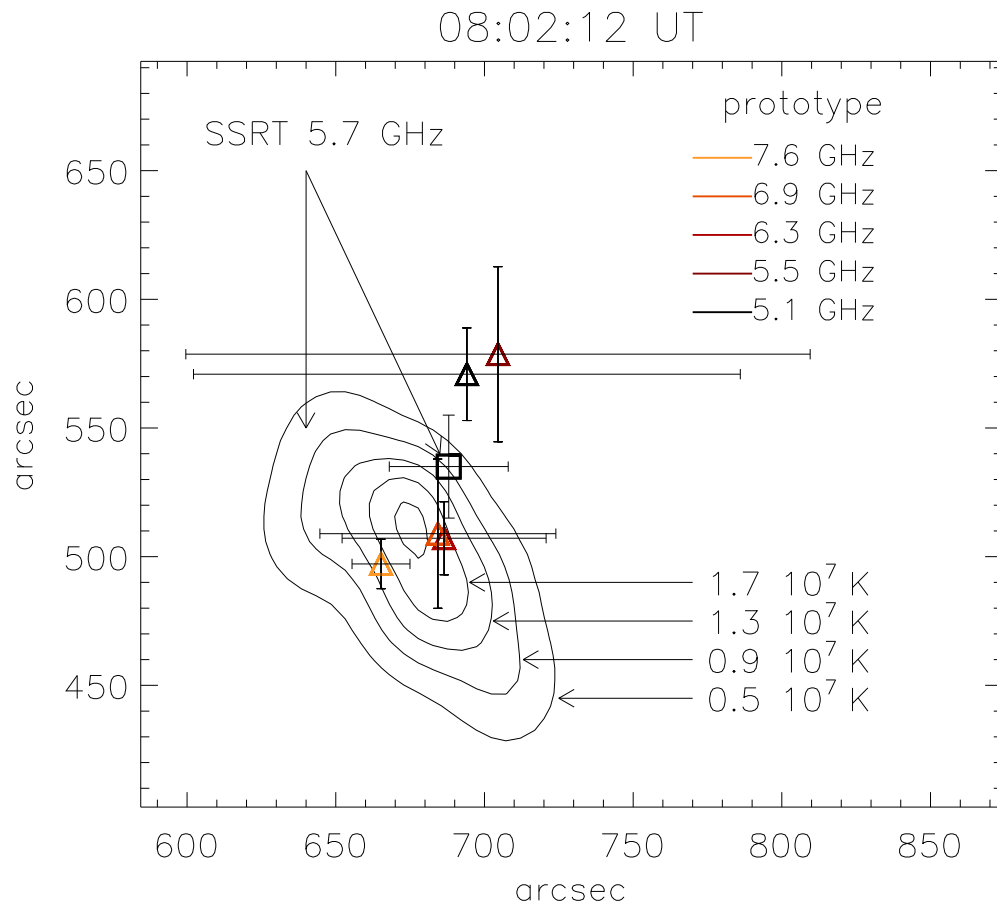


Рис. 5.10: Смещение центра яркости события с тонкой временной структурой, показанного на рисунке 5.8. Контуры показывают микроволновый источник на частоте ССРТ 5.7 ГГц. Квадратик показывает смещение по данным ССРТ. Треугольниками показано смещение, полученное по данным 10-ти антенного макета радиогелиографа.

тия 7 марта 2011 г. дает неоднозначные результаты без привлечения данных о пространственной структуре микроволнового источника. Источники быстропротекающих событий на микроволнах часто смещены относительно центра яркости фонового всплеска. Спектры и размеры таких событий существенно отличаются от аналогичных параметров фоновых всплесков. Возможность исследовать такие события очень важна, потому что считается, что они связаны с первичным энерговыделением во время вспышки.

5.3 Определение механизма депрессий микроволнового излучения Солнца

Первые упоминания о наблюдении "отрицательных всплесков" (уменьшения потока микроволнового излучения) относятся к середине XX века. Ковингтон и Додсон сообщали об уменьшении потока на частоте 2800 МГц в 1953 г. Спектральные наблюдения "негативных всплесков" на частотах 1000, 2000, 3750 и 9400 МГц были проведены в обсерватории Тоякава в 1959 г. (Shibasaki, Ishiguro и Enome, 1979). Ковингтон, анализирувавший профили потока на частоте 2800 МГц для события 19 мая 1969 г. совместно с оптическими данными, пришел к выводу, что начало "негативного всплеска" совпадает с началом движения темного волокна в южном направлении (Covington, 1973). В работе (Shibasaki, Ishiguro и Enome, 1979) также анализировались одновременно микроволновые и оптические данные, было зафиксировано исчезновение темного волокна в момент начала микроволновой депрессии. Однозначная интерпретация "негативных всплесков" была невозможна из-за отсутствия микроволновых изображений. Собственно неясным оставалось, как именно происходит депрессия, даже если она связана с исчезновением или движением темных волокон. Рассматривалось два варианта: изменение условий генерации магнитотормозного излучения или экранирование ярких источников микроволнового излучения.

Выбор между этими двумя вариантами был невозможен без картографирования Солнца в широком диапазоне частот. В работе (V.V. Grechnev и др., 2011) микроволновые "негативные всплески" рассматривались в качестве дополнительной информации в ходе исследования эруптивных событий по данным УФ инструментов. В качестве микроволновых использовались в основном данные солнечных спектрополяриметров NoRP, Learmonth, Уссурийской обсерватории с привлечением данных радиогелиографа NoRH на 17 ГГц. Вывод, касающийся "негативных всплесков" заключался в том, что существует два вида таких всплесков. Один тип "негативных всплесков" представляет собой депрессии, следующие за обычным всплеском. Другой – депрессии не связанные со всплесками. Наблюдения "негативных всплесков" выполненные еще на 48-антенном макете Сибирского Радиогелиографа, позволили впервые однозначно связать "негативные всплески" микроволнового излучения с эрупциями небольших волокон, плотная, холодная плазма которых на время экранирует источники гирорезонансного излучения. Этот результат изложен в работе (S. Lesovoi, A. Altyntsev, Kochanov и др., 2017). На рисунках 5.11 и 5.12 показаны изображения Солнца, полученные SRG48 и временные профили, подтверждающие факт экранирования микроволнового источника, находящегося вблизи восточного лимба Солнца, микровыбросом, зафиксированным орбитальной обсерваторией SDO/AIA в линии 304 ангстрема.

5.4 Новый сценарий всплесков когерентного микроволнового излучения

Всплески микроволнового радиоизлучения Солнца с очень большой яркостью и с малой длительностью исследуются уже несколько десятков лет. Первое упоминание о наблюдении таких всплесков сделано в работе (Slottje, 1978). Однако до сих пор нет полной ясности в том, каков механизм гене-

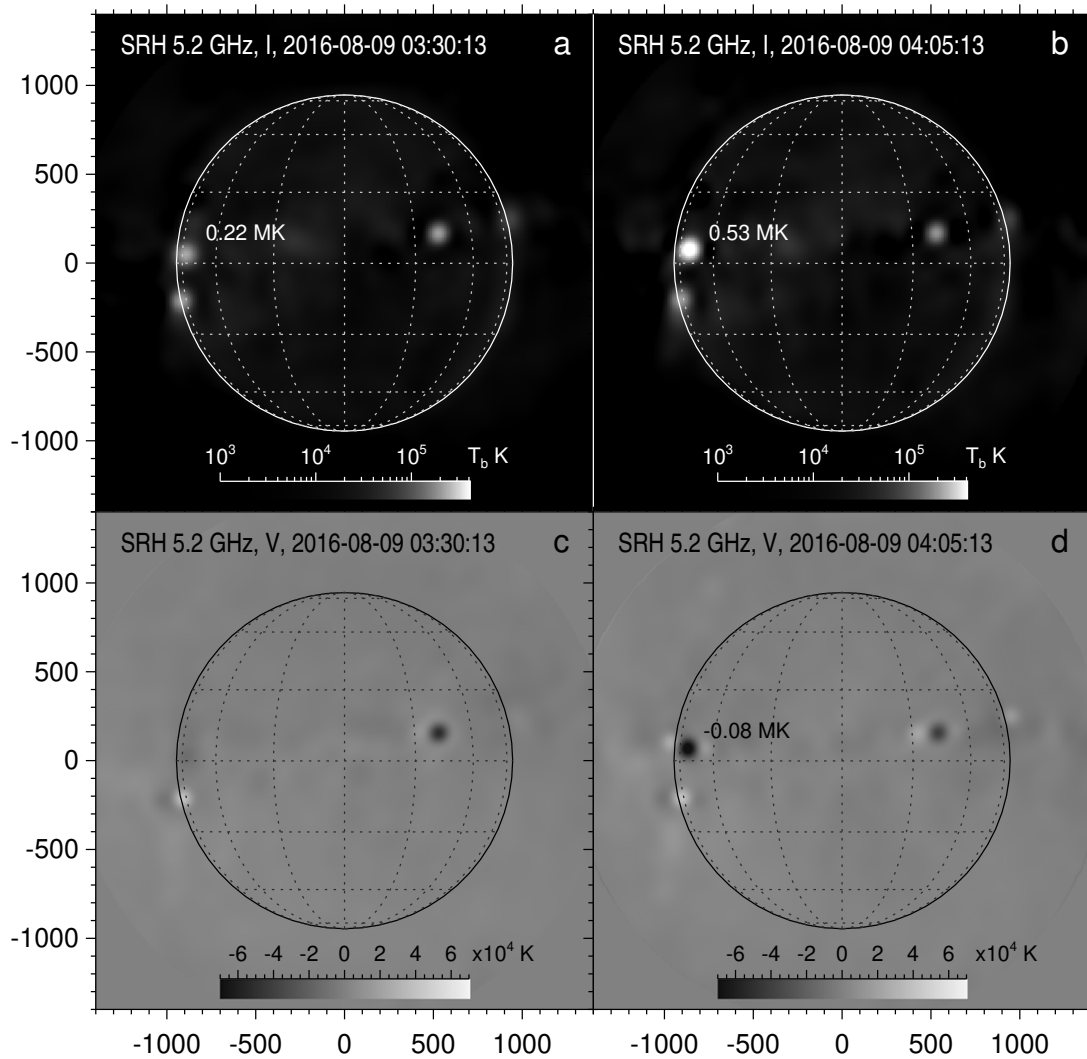


Рис. 5.11: Радиоизображения Солнца, полученные с помощью СРГ48 на частоте 5.2 ГГц, в интенсивности и поляризации во время первого негативного всплеска (слева) и после него (справа). Негативный всплеск связан с экранированием северного источника на восточном лимбе. По осям указано расстояние в угловых секундах от центра солнечного диска.

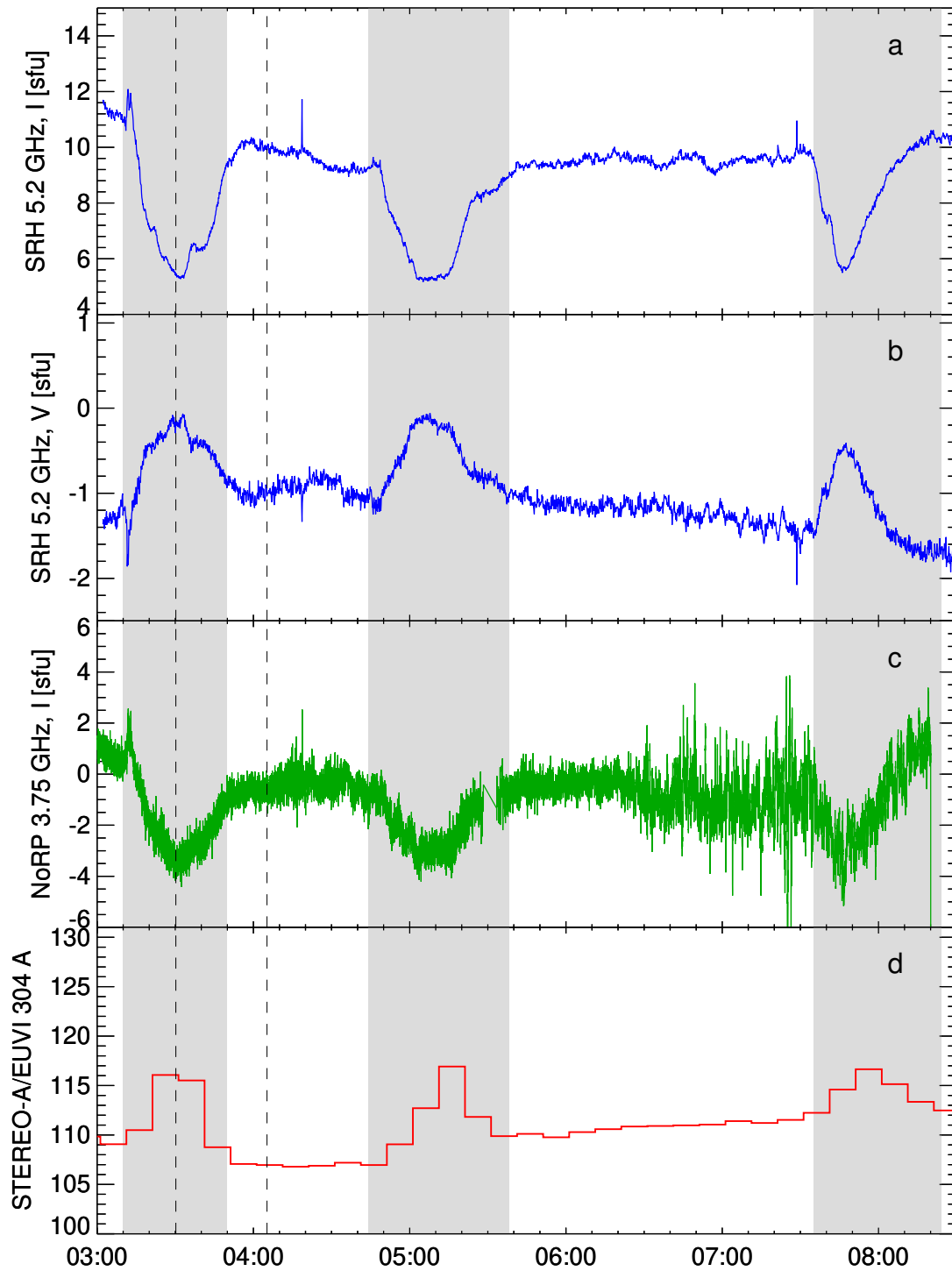


Рис. 5.12: Наблюдения за 9 августа 2016 года. Временные профили интенсивности (a) и поляризации (b) экранируемого источника, рассчитанные на основе изображений на частоте 5,2 ГГц, а также кривые потока, полученного спектрополяриметром NoRP на частоте 3,75 ГГц (c), и ультрафиолетового потока на длине волны 304 ангстрема для области в рамке на рисунке 6d. Вертикальные пунктирные линии указывают время наблюдения на рисунке .

рации микроволнового излучения таких всплесков. Из яркостной температуры источников всплесков и относительно узкой, в несколько процентов от несущей, полосы частот и высокой степени круговой поляризации следует, что такие всплески обусловлены когерентным механизмом излучения. В случае малой длительности и знаке поляризации, соответствующем необыкновенной моде, наиболее подходящим является прямое усиление электромагнитной волны во время развития электронно-циклотронной неустойчивости. За этим механизмом закрепился термин – электронно-циклотронный мазер (ЭЦМ).

В физике плазмы важную роль играют эксперименты с измерениями непосредственно в тех местах плазмы, которые исследуются, так называемые *in-situ* измерения. Это возможно в лабораторной плазме, в определенной мере в магнитосфере земли или в межпланетном пространстве. К сожалению, такие эксперименты невозможны во внутренней солнечной короне, где и происходят вышеупомянутые всплески. Все измерения являются косвенными. Однако при наблюдении всплесков, обусловленных ЭЦМ, появляется возможность приблизиться к прямым измерениям в том смысле, что очень яркий, компактный источник узкополосного излучения с высокой степенью поляризации можно рассматривать в качестве эталона, расположенного в короне. Исследуя характеристики излучения эталона, можно диагностировать окружающую его плазму. Для этого требуется однозначно определить параметры ЭЦМ. До последнего времени не было солнечных радиотелескопов, способных однозначно определить механизм излучения и его параметры. С вводом в наблюдения Сибирского Радиогелиографа, обладающего одновременно пространственным и спектральным разрешением, такая возможность появилась. Определение параметров ЭЦМ становится еще более достоверным, если перекрываются времена наблюдений Сибирского Радиогелиографа и радиотелескопа EOVSA, тоже обладающего пространственным и спектральным разрешением. Оба эти инструмента хорошо дополняют данные друг друга. В работе (S. V. Lesovoi, Dale E. Gary

и др., 2025) сделан вывод, что ЭЦМ может быть обусловлен распределением полого пучка (hollow beam distribution), сформировавшимся за счет наклонной инжекции пучка электронов в магнитную петлю (Freund, 1982), (Li, 1987), а не подковообразным распределением (horseshoe distribution), широко используемым в последнее время (D. Melrose и Wheatland, 2016) для объяснения мазерного излучения в солнечной короне.

Когерентный всплеск, наблюдавшийся одновременно двумя радиотелескопами CRG и EOVSА 11 мая 2023 г. в 01:03 UT, произошел вблизи активной области NOAA13294 и был связан со вспышкой класса GOES C4.2. На рисунке 5.13 показано изображение Солнца, усредненное в диапазоне частот 7-11 ГГц и на интервале времени 01:03–01:06 UT. Положение источника и некоторые детали всплеска показаны в квадрате на диске и на вставке в левом нижнем углу. Изображение всего диска в основном соответствует тормозному излучению плазмы переходного слоя от хромосферы к короне. Яркие компактные детали соответствуют магнитотормозному (гирорезонансному) излучению электронов, сосредоточенных в магнитных полях солнечных пятен. Во время вспышки C4.2 область стала ярче, чем в спокойном состоянии, из-за гиротронного излучения, вызванного пучком нетепловых электронов, ускоренных в момент вспышки. На фоне этого увеличения яркости наблюдались короткие намного более яркие узкополосные импульсы, которые и являются когерентным излучением. На рисунке 5.14 показан динамический спектр и кривые потоков на некоторых частотах, полученные EOVSА. Слабое гиротронное излучение, начавшееся в 01:03 UT, достигло максимума в 20 сеп вблизи 01:06 UT. На его фоне выделяется цепочка ярких (более 100 сеп) узкополосных импульсов вблизи частоты 4.8 ГГц (зеленая кривая на рисунке 5.14). На интервале 01:05–01:08 UT наблюдалось широкополосное когерентное излучение, которое обычно связывают с плазменным механизмом излучения. Для определения магнитного поля на фотосфере и момента пересоединения (рисунок 5.15) использовались данные SDO/HMI и SDO/AIA. Для экстраполя-

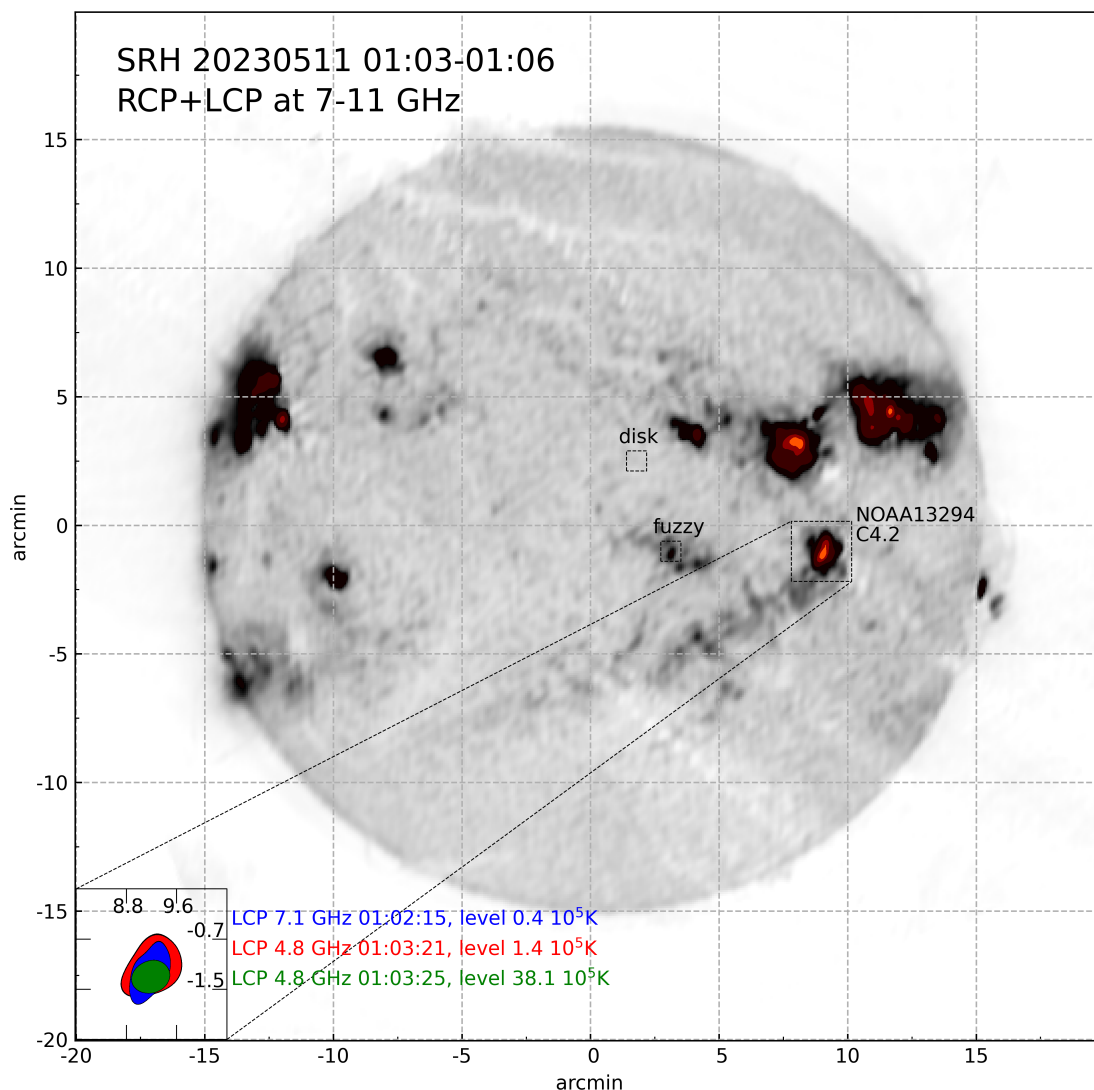


Рис. 5.13: Изображение, полученное СРГ 20230511, усредненное по времени 01:03–01:05 и по частоте 7–11 ГГц. Когерентный всплеск был вблизи активной области NOAA13294. Заполненные контуры в левом нижнем квадрате показывают отклики СРГ на частотах 4.8 и 7.1 ГГц (вторая и третья гармоники частоты 2.4 ГГц). Центроид источника когерентного всплеска (зеленый заполненный контур) значительно меньше и сдвинут в юго-западном направлении относительно предвсплескового состояния, показанного красным контуром, в направлении центроида третьей гармоники частоты 2.4 ГГц (голубой контур).

ции фотосферного магнитного поля в корону использовался GX Simulator ((G. M. Nita, G. D. Fleishman, A. A. Kuznetsov, Anfinogentov и др., 2023)).

Наблюдения всплеска 11 мая 2023 г. впервые было выполнено одновременно двумя инструментами с достаточным пространственным и спектральным разрешением, позволяющим определить двумерные координаты источника всплеска и выделить его на фоне других типов излучения (тепловое гирорезонансное и нетепловое гиросинхротронное). Эта информация является ключевой для лучшего понимания механизма и магнитного поля, обусловивших когерентное излучение этого всплеска.

Чувствительность солнечных радиотелескопов обычно не достаточна для калибровки по известным комическим источникам, поэтому абсолютное положение источников солнечного радиоизлучения всегда под вопросом. Для СРГ этот вопрос решается тем, что СРГ получает качественное изображение всего солнечного диска. Абсолютные координаты источников излучения получаются совмещением изображения полного диска (рисунок 5.13), полученного СРГ, с данными оптических или УФ телескопов, также получающих изображение всего диска. Для обработки данных данного события выполнялась коррекция положений солнечных дисков, полученных СРГ на различных частотах. Затем, усредненные по времени и частоте изображения диска совмещались с изображением в белом свете SDO/HMI. В результате абсолютная погрешность в определении координат источников радиоизлучения была 1.5–3.0 угловых секунды в полосе частот. Такой точности достаточно для измерения положения источника всплеска относительно магнитного поля и для определения перемещения источников во время всплеска. На рисунках 5.16 и 5.17 показаны результаты измерений координат гирорезонансного источника до всплеска, гиросинхротронного источника во время всплеска и координаты источников импульсов когерентного излучения. На левой части рисунка 5.16 показано изменение координат источника спонтанного гиросинхротронного излучения во времени на интервале 01:02:12–01:06:15 UT. Красные, зеленые и си-

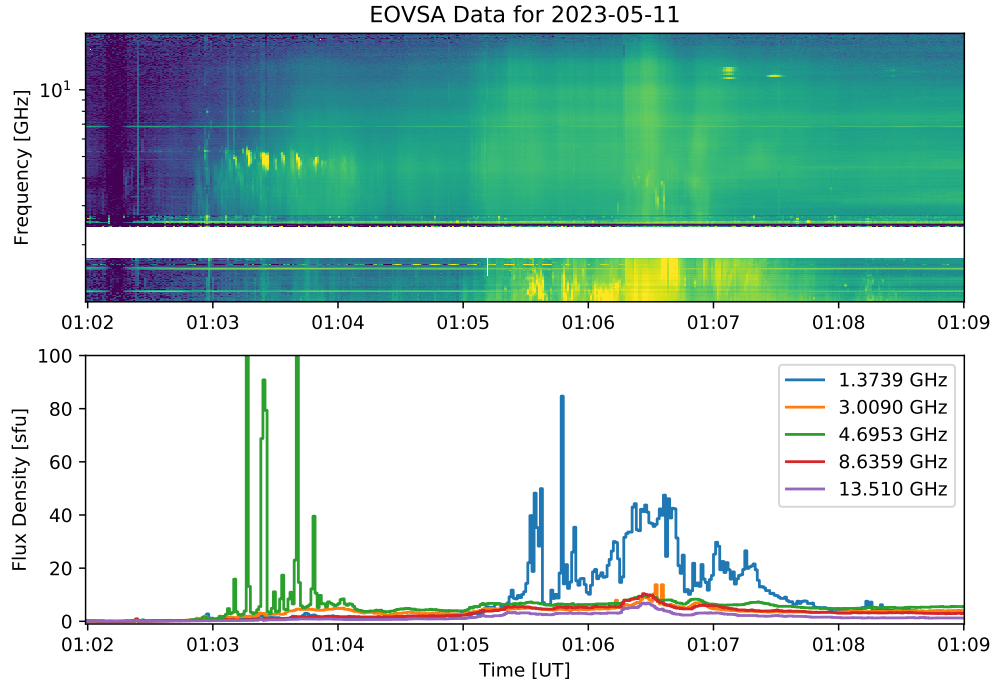


Рис. 5.14: Динамический спектр и кривые потока, полученные EOVSA в момент когерентного всплеска. Цепочка ярких импульсов вблизи частоты 4.8 ГГц на интервале времени 01:03–01:04 UT соответствует когерентному всплеску. Кривые потока на пяти выбранных частотах дополняют картину. Зеленая кривая показывает поток на частоте 4.7 ГГц. Голубая кривая показывает поток на частоте 1.37 ГГц, соответствующий еще одному когерентному событию, имевшему место вблизи другой активной области и не рассматриваемому здесь.

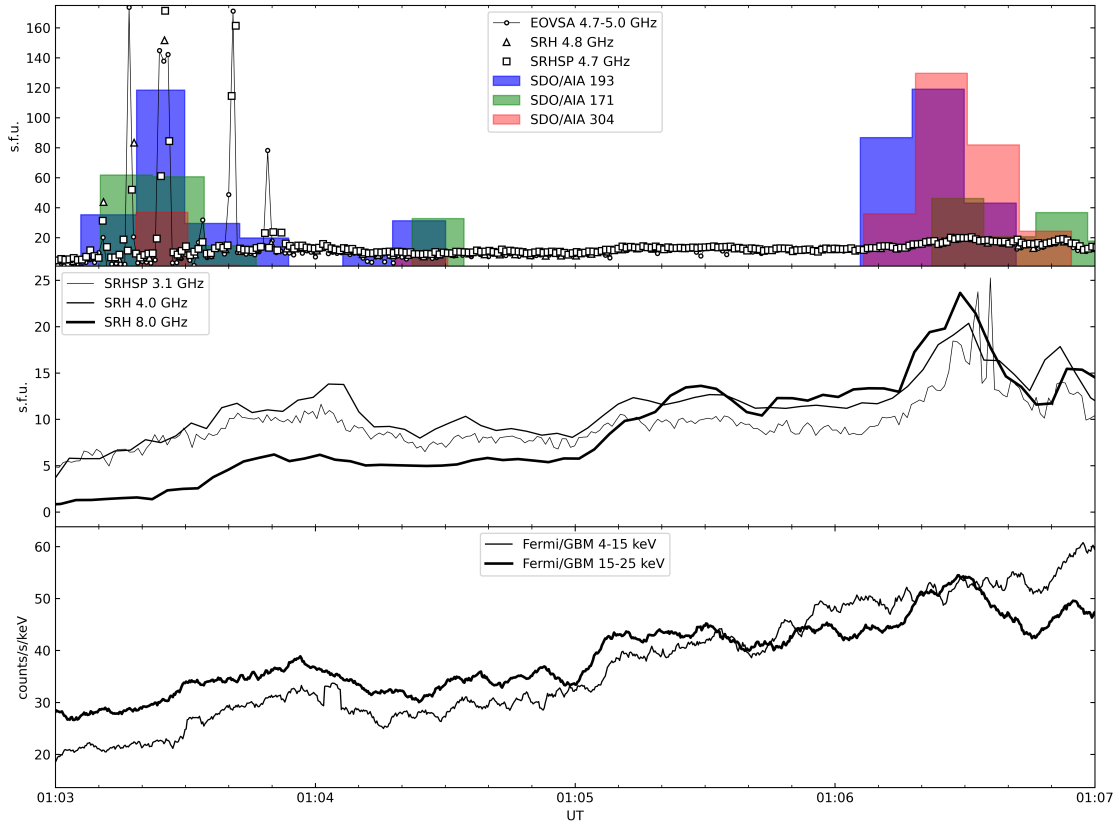


Рис. 5.15: Кривые потока EOVSА, СРГ, спектрополяриметра СРГ, Fermi/GBM и SDO/AIA 11 мая 2023 г. Верхний график показывает плотность потока EOVSА, СРГ, спектрополяриметра СРГ на частоте вблизи 4.8 ГГц. Заполненными треугольниками показаны кривые яркости в линиях 171, 193, 304 Å. Средний график показывает кривые потоков, полученные СРГ на частотах 4.0 и 8.0 ГГц. На нижнем графике показаны потоки в двух каналах Fermi/GBM 4-15 и 15-25 кэВ. Отчетливо видно подобие кривых медленно меняющегося микроволнового потока и кривых жесткого рентгена, но нет корреляции между короткими импульсами потока и жестким рентгеном.

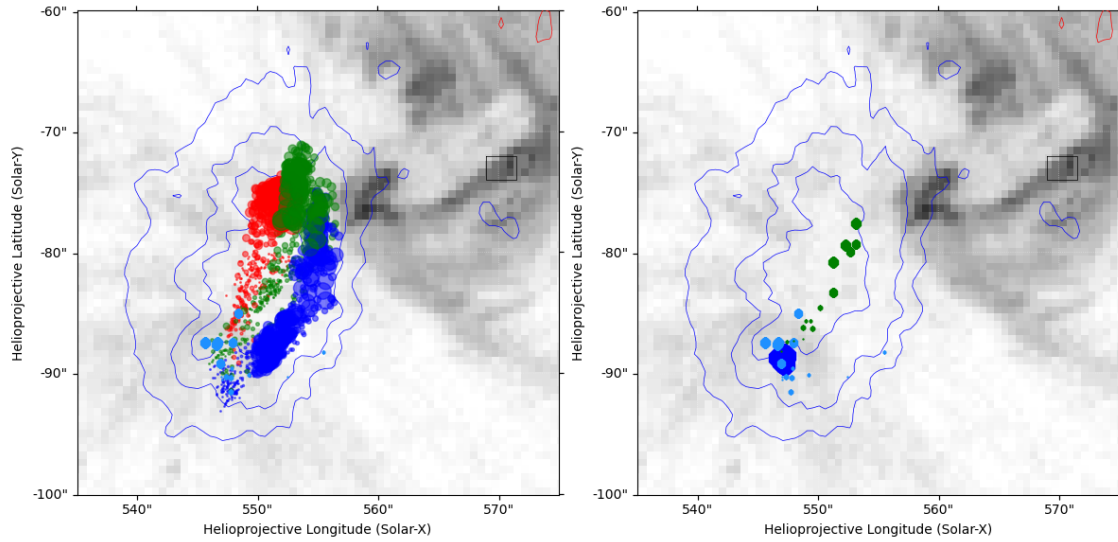


Рис. 5.16: На левой панели цветными маркерами показаны положения центроидов источников всплеска во времени (01:02:12-01:06:15 UT) на разных частотах. Красные, зеленые и синие маркеры соответствуют частотам 2.8-4.4, 4.6-7.0 и 7.4-11.8 ГГц. Увеличивающийся размер маркеров показывает ход времени. Источники когерентного излучения показаны светло-голубыми маркерами. Синие контурные линии показывают фотосферное магнитное поле по данным SDO/MHI. Фоновое изображение – SDO/AIA 304 Å. Показанные на рисунке 5.14 кривые яркости SDO/AIA – это сумма значений пикселей, попадающих в квадрат в правой верхней части панелей. На правой панели показано то же самое, но для частот, близких к частоте когерентного излучения, и на интервале времени, ближайшем к моментам когерентных импульсов. Зеленые маркеры показывают положение источников гиросинхротронного излучения в полосе частот 4.6-5.0 ГГц. Синие маркеры показывают положения гирорезонансного источника на частоте 7.2 ГГц в момент времени перед началом всплеска 01:02:12 UT. Этот источник соответствует третьей гармонике гирочастоты 2.4 ГГц. Смещение источников когерентного излучения (светло-голубые маркеры), относительно источников гиросинхротронного всплеска (зеленые маркеры) в сторону источника третьего гирослоя (синие маркеры) показывает, что когерентное излучение на частоте 4.8 ГГц соответствует второй гармонике гирочастоты 2.4 ГГц.

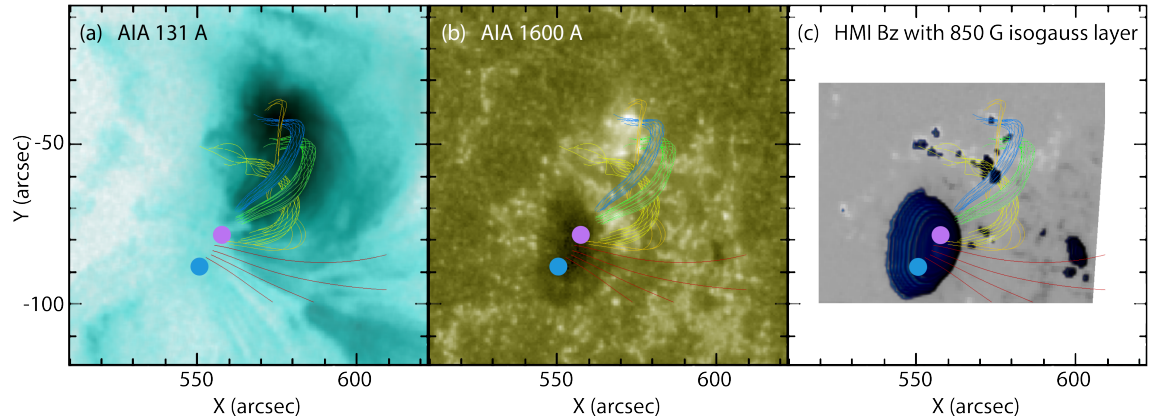


Рис. 5.17: Трехмерная структура магнитного поля во время когерентного всплеска. На панели а) показано изображение SDO/AIA 131 Å в 01:22:35 UT с наложением магнитных силовых линий из NLFFF модели, построенной GX Simulator на этот же момент времени. Силовые линии показаны различными цветами, чтобы выделить пять различных структур. Голубой и сиреневый маркеры показывают позиции источников когерентного и спонтанного излучения. На панели b) тоже самое для линии УФ 1600 Å. На панели c) эта же структура на фоне HMI Bz магнитограммы с наложенным темно-синими контурами на уровне 850 Гс, соответствующем гирочастоте 2.4 ГГц.

ние маркеры соответствуют источникам излучения в полосах 2.8-4.4, 4.6-7.0, 7.4-11.8 ГГц. Увеличивающийся размер маркеров отображает ход времени. Светло-голубые маркеры показывают координаты источников когерентных импульсов на частотах 4.6-5.0 ГГц. Синие контуры показывают SDO/HMI магнитограмму, а черное-белое изображение – SDO/HMI 304 Å. На правой части рисунка 5.16 показано то же самое, только на выделенном интервале времени около момента когерентных импульсов и на частотах близких к 4.8 ГГц – центральной частоте когерентного излучения. Синими маркерами показана позиция гирорезонансного источника на частоте 7.2 ГГц в момент, предшествующий всплеску. Эта позиция указывает положение третьего гироуровня частоты 2.4 ГГц. Видно, что позиция источника когерентного излучения стремится к позиции третьего гироуровня, но излучение наблюдается на частоте 4.8 ГГц, что соответствует второй гармонике гирочастоты 2.4 ГГц. Анализ координат источников когерентных импульсов показывает, что когерентное излучение генерируется на второй гармонике гирочастоты 2.4 ГГц. Это соответствует напряженности магнитного поля в 850 Гс. На рисунке 5.16 показана трехмерная структура магнитного поля в окрестности активной области NOAA13294, полученная из SDO/HMI магнитограммы и модели NLFFF с помощью GX Simulator. Положения источников гиросинхротронного всплеска показаны сиреневым маркером, когерентного источника – светло-голубым. Видно, что координаты источников соответствуют изогауссовой поверхности 850 Гс, показанной синими контурами.

Кроме координат источников когерентного излучения очень важен их размер, позволяющий оценить яркостную температуру всплеска. Двумерные интерферометрические данные CRG позволяют измерить размер источников, а одиночные антенны CRG измеряют плотность потока. Данные EOVSА и спектрополяриметра CRG делают измерение плотности потока более достоверным. В результате оценка яркостной температуры когерентного всплеска может считаться надежной.

Отклик радиотелескопов является антенной температурой T_A . Если угловой размер источника много меньше размера ДН радиотелескопа, то антенная температура связана с яркостной температурой источника соотношением $T_B \approx T_A \frac{\Omega_S}{\Omega_A}$, где Ω_S и Ω_A – размеры источника и ДН. Исходя из того, что уровень боковых лепестков в отклике СРГ на источник когерентного всплеска близок к теоретически возможному, следует, что размер источника намного меньше размера ДН. Поэтому для определения размера источников импульсов когерентного излучения были измерены наклоны их пространственных спектров, как изложено в (S. V. Lesovoi, A. T. Altyntsev и др., 2012). Для источника, близкого по размеру к точечному, достаточно оценить размер в одном направлении. СРГ состоит из двух линейных ортогональных антенных решеток. Угловое разрешение одномерных антенных решеток СРГ выше, чем двумерное разрешение в $\approx \sqrt{2}$ раза. Поэтому для оценки размера компактного источника по наклону его пространственного спектра предпочтительнее использовать два одномерных отклика, чем двумерный отклик. Для повышения достоверности результатов о размере источника, кроме определения наклона пространственного спектра использовалась аппроксимация отклика линейного интерферометра. Оба подхода дали близкие размеры 2.6'' и 1.9''. Для определения яркостной температуры источников всплесков использовалось среднее от этих значений 2.2''. Максимальная антенная температура всплесков 2×10^8 К, размер двумерной ДН СРГ в момент наблюдений на частоте 4.8 ГГц $37.2'' \times 37.8''$, отсюда получаем яркостную температуру $T_B = 5.8 \times 10^{10}$ К. Столь высокая T_B , наряду с узкой ($\approx 4\%$) полосой частот и высокой ($\approx 100\%$) степенью поляризации убедительно показывают, что всплеск обусловлен когерентным механизмом. Знак круговой поляризации всплесков соответствует LCP. Знак напряженности магнитного поля в месте расположения источника всплеска отрицательный. Значит, излучение когерентных всплесков соответствует необыкновенной волне. Отсюда следует, что наиболее вероятный механизм излучения всплеска – ЭЦМ. Исследование всплеска 11 мая 2023 по данным

СРГ и EOVSA привело к следующим выводам:

- Впервые наблюдался когерентный микроволновый всплеск одновременно двумя радиотелескопами с пространственным и спектральным разрешением СРГ и EOVSA.
- Из микроволновых данных были определены следующие параметры когерентного излучения: центральная частота 4.8 ГГц, полоса частот 4%, угловой размер источника $2.2''$, длительность ≈ 1 с, максимальная яркостная температура 5.8×10^{10} К, излучение генерировалось на второй гармонике необыкновенной моды гирочастоты 2.4 ГГц, источник располагался вблизи третьего гируровня необыкновенной моды гироа частоты 2.4 ГГц, степень круговой поляризации 90 – 100%.
- Пересоединение, имевшее место в начале когерентного всплеска (как следует из данных SDO/AIA, рисунок 5.15), отсутствие жесткого рентгеновского излучения в моменты импульсов когерентного микроволнового излучения (как следует из данных Fermi/GBM, рисунок 5.15), единственная гармоника, наблюдавшаяся в диапазоне частот 1-24 ГГц, смещение позиции источника когерентного излучения относительно позиции источников спонтанного излучения и относительно большая длительность импульсов когерентного излучения может быть объяснено следующим сценарием когерентного всплеска:
 - Пучок электронов, ускоренных в месте пересоединения, инжектируется в магнитную петлю с большим питч-углом, что ведет к формированию распределения полого пучка электронов по скоростям (hollow beam distribution) и нетепловые электроны оказываются захваченными в петле.
 - Это ведет к задержке медленно меняющегося потока жесткого рентгеновского излучения относительно инжекции.

- Непосредственно после инъекции возникает анизотропия между $v_{\perp}$ и $v_{\parallel}$ в точке отражения электронов, достаточная для развития электронно-циклотронной неустойчивости, излучение на первой гармонике гирочастоты не может покинуть область генерации из-за второго гироуровня, в то время как излучение на второй гармонике может выйти за третий гироуровень ((D. B. Melrose и Dulk, 1982)).
- Смещение источника когерентного излучения относительно гирорезонансного источника на одной и той же частоте вызвано тем, что когерентное излучение генерируется на второй гармонике гирочастоты, а доминирующий вклад в гирорезонансное излучение дает третья гармоника, значит позиция когерентного всплеска на частоте 4.8 ГГц должна быть близка к позиции гирорезонансного источника на частоте 7.2 ГГц, что и подтверждается наблюдениями.
- Продолжительность когерентных импульсов (≈ 1) с в основном определяется малой $v_{\parallel}$ нетепловых электронов в точке отражения, период следования импульсов обусловлен баунс-колебаниями, имеющими место до высыпания электронов в хромосферу.
- Яркостная температура источника когерентного излучения может быть много выше наблюдаемой из-за поглощения в третьем гирослое.
- Наблюдаемая высокая степень круговой поляризации может объясняться тем, что у суммы большого числа когерентных мод с эллиптической необыкновенной поляризацией линейные составляющие погасят друг друга.

Глава 6

Заключение

Результаты данной работы можно разбить на две части: модернизация или создание инструмента и проведение исследований на модернизированном или новом инструменте. Основной вклад автора приходится на модернизацию и создание солнечных радиоинтерферометров микроволнового диапазона. Исследования особенностей микроволнового излучения Солнца проводились как на стадии тестирования нового радиотелескопа, так и после запуска его в эксплуатацию. Иногда исследования были инициированы желанием отработать новые методики обработки данных, возникающие в процессе создания радиотелескопа. Например, к таковым можно отнести работу по определению размеров источников микроволнового излучения по наклону пространственного спектра. Однако подавляющая часть исследований проводилась в целях получения новой информации о солнечной активности и физически результаты представляют ценность не только как тесты работоспособности инструментов.

Инструментальные работы состоят из двух частей: модернизация приемной системы Сибирского солнечного радиотелескопа (ССРТ) и создание многочастотного солнечного радиотелескопа - Сибирского Радиогелиографа (СРГ). ССРТ использовал частотное сканирование и вращение Земли для получения двумерных изображений Солнца. СРГ – это радиотелескоп

апертурного синтеза. Оба инструмента являются интерферометрами, но принципы получения изображения отличаются радикально. Модернизация ССРТ заключалась в создании альтернативного приемника ССРТ, использующего акустооптический анализатор спектра. В этой работе результат модернизации ССРТ отражен в гл. 4, где приведены результаты наблюдений на 1999-2013 гг. Дальнейшие инструментальные работы были связаны с разработкой и созданием совершенно нового радиотелескопа – СРГ. Эти работы представлены в гл. 2, гл. 3. Разработка альтернативного приемника для ССРТ позволила поставить на поток получение двумерных изображений каждые 2-3 минуты – время прохождения Солнца через веерную диаграмму направленности за счет вращения Земли. Наряду с двумерными изображениями альтернативный приемник позволил регистрировать два одномерных изображения каждые 14 миллисекунды – период модуляции ССРТ по приему круговых поляризаций. Обе эти возможности ССРТ на момент модернизации являлись источником новой физической информации о Солнце, что подтверждается рядом работ, выполненных на полученных данных. Весь объем данных, полученный в 1999-2013 гг, получен путем использования программной коррекции.

Необходимость создания солнечного радиотелескопа нового поколения была вызвана задачами солнечной физики. Для измерения магнитных полей в солнечной короне и для определения мест первичного энергоснабжения во время солнечных вспышек было необходимо измерять микроволновые спектры в каждой точке солнечного диска. Такого инструмента в мире не было на момент начала работ по СРГ. В главах 2 и 3 приводятся требования к новому инструменту, сформированные на основе задач солнечной физики, результаты макетирования нового телескопа и формирование требований к его основным параметрам: принцип построения изображения, антенная конфигурация, методы калибровок коэффициентов передачи антенн. Все решения, полученные на стадии макетирования многочастотного радиогелиографа были заложены в проект Сибирского Радиогелиографа и

успешно реализованы. Приводятся получившиеся параметры СРГ и описываются форматы данных.

Исследовательские результаты частично получены на модернизированном ССРТ, частично на Сибирском Радиогелиографе как в стадии его макетирования, так и в режиме регулярных наблюдений.

Измерена поперечная относительно луча зрения составляющая магнитного поля в активной области путем анализа многодневных изображений, полученных ССРТ и радиогелиографом Нобейма. Использовалось изменение луча зрения за несколько дней – так называемая стереоскопия. При допущении того, что магнитная конфигурация остается стабильна, зная координаты радиоисточников и их поляризацию, можно построить магнитограмму в окрестности данного радиоисточника. Величина поперечной составляющей на высоте, соответствующей рабочей частоте ССРТ, составляет 15-25 Гс. На высоте, соответствующей рабочей частоте радиогелиографа Нобейма – 100-110 Гс.

Измерена высота микроволнового источника излучения над фотосферой по данным трех радиотелескопов: ССРТ, Нобейма, РАТАН-600. Прямые измерения высоты источника уменьшают число допущений, необходимых для определения высоты из модели активной области. Измерение высоты было проведено путем аппроксимации зависимостей координат источников от времени наблюдений в предположении, что высота источника за это время не меняется. Полученные высоты 12.9 ± 3.2 , 12.2 ± 3.2 и 20.9 ± 5.5 , 12.2 ± 3.2 для частот 17 и 5.7 ГГц близки к ожидаемым, но разница между высотами необыкновенной и обыкновенной мод меньше ожидаемой, хотя и попадет в доверительный интервал. Нужно заметить, что эта разница по данным РАТАН-600 выглядит реалистичнее.

На основе данных многочастотного радиогелиографа была предложена модель отклика СРГ на спокойное Солнце, увеличивающая динамический диапазон данных, что важно при исследовании сверхслабой активности Солнца.

На основе данных многочастотного радиогелиографа разработана методика определения размера источника по наклону пространственного спектра, позволяющая определять размеры до нескольких угловых секунд. Для этого необходимо выделить высокочастотную часть спектра, наиболее свободную от вклада солнечного диска, и вычислить линейную или гауссову аппроксимацию. Обычно достаточно линейной аппроксимации. В этом случае размер источника $\approx \frac{intercept}{slope}$, где *intercept*, *slope* – параметры линейной регрессии.

С помощью СРГ впервые однозначно определен механизм негативных всплесков микроволнового излучения Солнца – экранирование гирорезонансного источника плотной, холодной плазмой микровыброса.

С помощью СРГ впервые проведены наблюдения когерентного всплеска микроволнового излучения одновременно с пространственным, спектральным и временным разрешением. Были определены координаты, размер, яркостная температура и степень поляризации источника всплеска. По результатам наблюдений предложен новый сценарий когерентных всплесков – электронно-циклотронный мазер на второй гармонике гирочастоты, обусловленный распределением полого пучка электронов по скоростям, возникающим за счет наклонной инжекции пучка ускоренных электронов в магнитную петлю.

Цитируемая литература

- Alissandrakis, C. и др. (дек. 2013). «Microwave and EUV Observations of an Erupting Filament and Associated Flare and Coronal Mass Ejections». В: *Publ. Astron. Soc. Japan* 65, S8, S8. DOI: 10.1093/pasj/65.sp1.S8. arXiv: 1309.1703 [astro-ph.SR].
- Alissandrakis, C. E., M. R. Kundu и P. Lantos (1980). «A model for sunspot associated emission at 6 CM wavelength». В: *а* 82, с. 30—40.
- Altyntsev, A., G. Fleishman и др. (окт. 2012). «Thermal to Nonthermal Energy Partition at the Early Rise Phase of Solar Flares». В: *Astrophys. J.* 758.2, 138, с. 138. DOI: 10.1088/0004-637X/758/2/138. arXiv: 1209.0728 [astro-ph.SR].
- Altyntsev, A., N. Kardapolova, A. Kuznetsov, S. Lesovoi, N. Meshalkina, R. Sych и др. (янв. 2004). «Observations of microwave bursts with different types of fine structure using data with high spatial and spectral resolution». В: *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*. Под ред. Alexander V. Stepanov, Elena E. Benevolenskaya и Alexander G. Kosovichev. Т. 223. IAU Symposium, с. 437—438. DOI: 10.1017/S1743921304006386.
- Altyntsev, A., N. Kardapolova, A. Kuznetsov, S. Lesovoi, N. Meshalkina и Y. Yan (янв. 2004). «Microwave subsecond pulses in solar flares - source localization, emission mechanism». В: *35th COSPAR Scientific Assembly*. Т. 35, с. 702.

- Altyntsev, A., S. Lesovoi, M. Globa и др. (июнь 2020). «Multiwave Siberian Radioheliograph». В: *Solar-Terrestrial Physics* 6.2, с. 30—40. DOI: 10.12737/stp-6220200310.12737/szf-62202003.
- Altyntsev, A., S. Lesovoi, N. Meshalkina и др. (окт. 2011). «Radioheliograph Observations of Microwave Bursts with Zebra Structures». В: *Sol. Phys.* 273.1, с. 163—177. DOI: 10.1007/s11207-011-9856-9. arXiv: 1109.5758 [astro-ph.SR].
- Altyntsev, A., N. Meshalkina, S. Lesovoi и др. (июль 2023). «Subsecond pulses in microwave emission from the Sun». В: *Physics Uspekhi* 66.7, с. 691—703. DOI: 10.3367/UFNe.2022.06.039205.
- Altyntsev, A., N. Meshalkina, H. Mészárosová и др. (февр. 2016). «Sources of Quasi-periodic Pulses in the Flare of 18 August 2012». В: *Sol. Phys.* 291.2, с. 445—463. DOI: 10.1007/s11207-016-0846-9. arXiv: 1601.02332 [astro-ph.SR].
- Altyntsev, A. T. и др. (март 2003). «The microwave subsecond pulse of September 17, 2001: The spectrum, location and size of the source». В: *Astron. Astrophys.* 400, с. 337—346. DOI: 10.1051/0004-6361:20021905.
- Asai, A. и др. (2006). «Preflare Nonthermal Emission Observed in Microwaves and Hard X-Rays». В: *PASJ* 58.1, с. L1—L5. DOI: 10.1093/pasj/58.1.L1.
- Aschwanden, Markus J. и др. (нояб. 1995). «Solar Rotation Stereoscopy in Microwaves». В: *Astrophys. J.* 454, с. 512. DOI: 10.1086/176502.
- Bastian, T. S. (2003). «Progress on the frequency agile solar radiotelescope». В: *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*. Под ред. Stephen L. Keil и Sergey V. Avakyan. Т. 4853. International Society for Optics и Photonics. SPIE, с. 98—110. DOI: 10.1117/12.460293.
- (1994). «Angular Scattering of Solar Radio Emission by Coronal Turbulence». В: *Astrophys. J.* 426, с. 774.
- Bastian, T.S., Benz A.O. и Gary D.E. (1998). «RADIO EMISSION FROM SOLAR FLARES». В: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 36.

- Battaglia, M., L. Fletcher и A. O. Benz (2009). «Observations of conduction driven evaporation in the early rise phase of solar flares». В: *а* 498.
- Benkevitch, L. V. и др. (2016). «Van Vleck correction generalization for complex correlators with multilevel, quantization». В:
http://arxiv.org/abs/1608.04367v1.
- Benz, A. O. и др. (1992). «Millisecond microwave spikes at 8 GHz during solar flares». В: *Astronomy and Astrophysics Supplement Series (ISSN 0365-0138)* 93.3, с. 539—544.
- Borovik, V. N. и др. (янв. 2005). «Observations of a Post-Eruptive Arcade on October 22, 2001 with CORONAS-F, other Spaceborne Telescopes, and in Microwaves». В: *Coronal and Stellar Mass Ejections*. Под ред. Kenneth Dere, Jingxiu Wang и Yihua Yan. Т. 226. IAU Symposium, с. 108—109. DOI: 10.1017/S1743921305000220.
- Clark, B. G. (сент. 1980). «An efficient implementation of the algorithm 'CLEAN'». В: *Astron. Astrophys.* 89.3, с. 377.
- Cornwell, T. и E. B. Fomalont (1989). *Synthesis imaging in radio astronomy, A collection of Lectures from the Third NRAO Synthesis Imaging Summer School, edited by Richard A. Perley, Frederic R. Schwab, and Alan H. Bridle*. Astronomical Society of the Pacific, vol. 6, San Francisco, CA LCCN 89-83682, ISBN 0-937707-23-6.
- Cornwell, T.J., K. Golap и S. Bhatnagar (2005). «W Projection: A New Algorithm for Wide Field Imaging with Radio Synthesis Arrays». В: *Astronomical Data Analysis Software and Systems XIV*. Т. 347, с. 86.
- Covington, A.E. (1973). «Decrease of 2800 MHz solar radio emission associated with a moving dark filament before the flare of May 19, 1969». В: *Sol. Phys.* 33, с. 439—444. DOI: 10.1007/BF00152431.
- DeRosa, Marc L. и др. (апр. 2009). «A CRITICAL ASSESSMENT OF NONLINEAR FORCE-FREE FIELD MODELING OF THE SOLAR CORONA FOR ACTIVE REGION 10953». В: *The Astrophysical Journal* 696.2, с. 1780. DOI: 10 .

- 1088/0004-637X/696/2/1780. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/696/2/1780>.
- Freund, H. (авг. 1982). «Collective radiation mechanisms in plasmas». В: *Solar Radio Storms, CESRA Workshop 4, Committee of European Solar Radio Astronomers*, с. 155.
- Gary, D. E. и др. (2002). «Solar Radio Bursts and Their Effects on Wireless Systems». В: *American Astronomical Society, 200th AAS Meeting, id.49.11; Bulletin of the American Astronomical Society, Proceedings*. Т. 34, с. 723.
- Gary, Dale E. (2016). «Solar radio observations with the Expanded Owens Valley Solar Array». В: *2016 URSI Asia-Pacific Radio Science Conference (URSI AP-RASC)*, с. 1—4. DOI: 10.1109/URSIAP-RASC.2016.7883558.
- Gary, Dale E. и G. J. Hurford (апр. 1989). «A Simple Solar Microwave Burst Observed with High Spectral Resolution». В: *Astrophys. J.* 339, с. 1115. DOI: 10.1086/167366.
- Gelfreikh, G. B. и B. I. Lubyshev (июнь 1979). «Structure of Local Sources of the S-Component of Solar Radio Emission». В: *Soviet Astron.* 23, с. 316.
- Gelfreikh, G. B. и K. Shibasaki (1999). «Radio Magnetography of Solar Active Regions Using Radio Observations». В: *Magnetic Fields and Solar Processes. The 9th European Meeting on Solar Physics, held 12-18 September, 1999, in Florence, Italy. Edited by A. Wilson. European Space Agency, ESA SP-448*. Т. 448, с. 1339.
- Globa, M. V. и S. V. Lesovoi (сент. 2019). «Self-Calibration of Solar Radio Interferometers and Its Application For Siberian Radioheliograph». В: *XVI Young Scientists'Conference*, с. 45—49.
- Globa, Mariia и Sergey Lesovoi (дек. 2021). «Calibration of Siberian Radioheliograph antenna gains using redundancy». В: *Solar-Terrestrial Physics* 7.4, с. 98—103. DOI: 10.12737/stp-74202111.
- Grechnev, V., S. Lesovoi, A. Kochanov и др. (сент. 2018). «Multi-instrument view on solar eruptive events observed with the Siberian Radioheliograph: From detection of small jets up to development of a shock wave and CME».

- B: *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 174, с. 46—65. DOI: 10.1016/j.jastp.2018.04.014. arXiv: 1805.02564 [astro-ph.SR].
- Grechnev, V., S. Lesovoi, G. Smolkov и др. (сент. 2003). «The Siberian Solar Radio Telescope: the current state of the instrument, observations, and data». B: *Sol. Phys.* 216.1, с. 239—272. DOI: 10.1023/A:1026153410061.
- Grechnev, V., N. Meshalkina, I. Chertok и др. (2013). «Relations between Strong High-Frequency Microwave Bursts and Proton Events». B: *Publications of the Astronomical Society of Japan* 65, с. 4.
- Grechnev, V., N. Meshalkina, A. Uralov и др. (сент. 2020). «Twin Null-Point-Associated Major Eruptive Three-Ribbon Flares with Unusual Microwave Spectra». B: *Sol. Phys.* 295.9, 128, с. 128. DOI: 10.1007/s11207-020-01702-3. arXiv: 2009.10350 [astro-ph.SR].
- Grechnev, V. V., A. T. Altyntsev и др. (январь. 1999). «Joint Processing of Radio Data Produced by the SSRT Together With Data of other Spectral Ranges». B: *Astronomical Data Analysis Software and Systems VIII*. Под ред. David M. Mehringer, Raymond L. Plante и Douglas A. Roberts. Т. 172. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, с. 329.
- Grechnev, V. V., A. M. Uralov и др. (декабрь. 2006). «Observations of quiet solar features with the SSRT and NoRH». B: *Solar Physics with the Nobeyama Radioheliograph*, с. 101—110.
- Grechnev, V.V. и др. (2011). «Solar flare-related eruptions followed by long-lasting occultation of the emission in the He II 304 Å line and in microwaves». B: *Astronomy Reports* 55, с. 637—648. DOI: 10.1134/S1063772911070031.
- Hartog, A. H. ., A. J. Conduit и D. N. Payne (1979). «Variation of pulse delay with stress and temperature in jacketed and unjacketed optical fibres». B: *Optical and Quantum Electronics* 11, с. 265—273. DOI: DOI : 10.1007/BF00620112.
- Holman, Gordon D. и др. (сент. 2003). «Electron Bremsstrahlung Hard X-Ray Spectra, Electron Distributions, and Energetics in the 2002 July 23 Solar

- Flare». В: *The Astrophysical Journal* 595.2, с. L97. DOI: 10.1086/378488. URL: <https://dx.doi.org/10.1086/378488>.
- Holt, Stephen S. и Reuven Ramaty (июль 1969). «Microwave and Hard X-Ray Bursts from Solar Flares». В: *Sol. Phys.* 8.1, с. 119—141. DOI: 10.1007/BF00150663.
- Kardapolova, N. и др. (янв. 2004). «CMEs and the structure of low corona above associated active regions according to observations at microwaves». В: *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*. Под ред. Alexander V. Stepanov, Elena E. Benevolenskaya и Alexander G. Kosovichev. Т. 223. IAU Symposium, с. 265—266. DOI: 10.1017/S174392130400585X.
- Kardapolova, N. N. и др. (май 2008). «Coronal mass ejection of April 27, 2003, and evolution of the active region NOAA 10338 in the radio». В: *Astronomy Reports* 52.5, с. 409—418. DOI: 10.1134/S1063772908050077.
- Lee, J. и Dale E. Gary (2000). «Solar Microwave Bursts and Injection Pitch-Angle Distribution of Flare Electrons». В: *Astrophys. J.* 543, с. 457—471. DOI: DOI10.1086/317080.
- Lee, Jeongwoo и др. (янв. 1999). «A Test for Coronal Magnetic Field Extrapolations». В: *The Astrophysical Journal* 510.1, с. 413. DOI: 10.1086/306556. URL: <https://dx.doi.org/10.1086/306556>.
- Lesovoi, S., A. Altyntsev, E. Ivanov и A. Gubin (2011). «The multifrequency Siberian radioheliograph». В: *13th European Solar Physics Meeting (ESPM-13). Rhodes, Greece, September 12-16, 2011: programme and abstracts book. Athens*.
- Lesovoi, S., A. Altyntsev, E. Ivanov и L. Kashapova (апр. 2013). «The 96-antenna multifrequency Siberian radioheliograph». В: *EGU General Assembly Conference Abstracts*. EGU General Assembly Conference Abstracts, EGU2013-1966, EGU2013—1966.
- Lesovoi, S., A. Altyntsev, A. Kochanov и др. (апр. 2017). «Siberian Radioheliograph: first results». В: *Solar-Terrestrial Physics* 3.1, с. 3—18. DOI: 10.12737/article_58f96ec60fec52.86165286. arXiv: 1704.07100 [astro-ph.SR].

- Lesovoi, S., M. Globa и др. (дек. 2022). «Microwave imaging spectroscopy of the solar corona». В: *The Multifaceted Universe: Theory and Observations - 2000*, 14, с. 14.
- Lesovoi, S. и N. Kardapolova (сент. 2003). «Bursts with temporal fine structure at 5730 MHz». В: *Sol. Phys.* 216.1, с. 225—238. DOI: 10.1023/A:1026120823592.
- Lesovoi, S. V., A. T. Altyntsev и др. (окт. 2012). «The Multifrequency Siberian Radioheliograph». В: *Sol. Phys.* 280.2, с. 651—661. DOI: 10.1007/s11207-012-0008-7. arXiv: 1205.4794 [astro-ph.IM].
- Lesovoi, S. V., Dale E. Gary и др. (февр. 2025). «On a Possible Scenario of Solar Coherent Bursts». В: *Sol. Phys.* 300.2, 23, с. 23. DOI: 10.1007/s11207-025-02433-z.
- Lesovoi, S.V. (2019). «About new capabilities of the Siberian Radio Heliograph». В: *Intern. Workshop “Eruptive energy release processes on the Sun and stars”. 7-10 August, 2019. China, Weihai: abstracts.*
- Lesovoi, S.V. и др. (2019). «Immediate prospects of the Siberian Radio Heliograph». В: *CESRA Workshop 2019: The Sun and the Inner Heliosphere, July 8-12, 2019, Potsdam, Germany: abstracts.* URL: <https://meetings.aip.de/cesra2019/cms/program/>.
- Lesovoi, Sergey и Mariia Globa (дек. 2021). «Measurement of Siberian Radioheliograph cable delays». В: *Solar-Terrestrial Physics* 7.4, с. 93—97. DOI: 10.12737/stp-74202110.
- Lesovoi, Sergey и Veronika Kobets (апр. 2017). «Correlation plots of the Siberian Radioheliograph». В: *Solar-Terrestrial Physics* 3.1, с. 19—25. DOI: 10.12737/article_58f96eeb8fa318.06122835. arXiv: 1705.10043 [astro-ph.IM].
- (дек. 2018). «Simulating Siberian Radioheliograph response to the quiet Sun». В: *Solar-Terrestrial Physics* 4.4, с. 82—87. DOI: 10.12737/stp-4420181110.12737/szf-44201811.
- Lesovoi, Sergey V. и др. (июль 2014). «A 96-antenna radioheliograph». В: *Research in Astronomy and Astrophysics* 14.7, 864-

- 868, с. 864—868. DOI: 10.1088/1674-4527/14/7/008. arXiv: 1403.4748 [astro-ph.IM].
- Lesovoy, S. (2002). «Reconstruction of Radio Images of the Sun Obtained by the Siberian Solar Radio Telescope». В: *Radiophys Quantum Electron* 45, с. 865—871. DOI: 10.1023/A:1023512928805.
- Lesovoy, S., A. Treskov и Т. Treskov (1999). «Additive-correlation regime of operation of the Siberian Solar Radio Telescope». В: *Radiophys Quantum Electron* 42, с. 445—450. DOI: 10.1007/BF02677580.
- Lesovoy, S. V. и др. (2009). «Ten-antenna prototype of a radio heliograph based on the Siberian Solar Radio Telescope». В: *Geomagn. Aeron.* 49, с. 1125—1127. DOI: 10.1134/S0016793209080167.
- Li, H-W. (авг. 1987). « The Saturation of Electron Cyclotron Maser and the Time Profile of Emitted Spikes ». В: *Solar Physics* 111.1, с. 167—173. DOI: 10.1007/BF00145449.
- Liu, A. и др. (2010). «Precision Calibration of Radio Interferometers Using Redundant Baselines». В: *arXiv:1001.5268*. DOI: DOI:10.1111/j.1365-2966.2010.17174.x.
- Maksimov, V. P. и др. (1990). «Flare Activity Prediction from the Polarization Distribution of Microwave Emission of Sunspot Groups». В: т. 1.
- Melrose, D. и M.S. Wheatland (дек. 2016). «Is Cyclotron Maser Emission in Solar Flares Driven by a Horseshoe Distribution?» В: *Solar Physics* 291.11, с. 3637—3658. DOI: DOI:10.1007/s11207-016-1006-y.
- Melrose, D. B. и G. A. Dulk (авг. 1982). «Electron-cyclotron masers as the source of certain solar and stellar radio bursts.» В: *Astrophys. J.* 259, с. 844—858. DOI: 10.1086/160219.
- Meshalkina, N., A Altyntsev и др. (январь. 2005). «On solar 5.7 GHz subsecond burst source sizes». В: *Advances in Space Research* 35.10, с. 1785—1788. DOI: 10.1016/j.asr.2005.01.003.
- (январь. 2004). «The research of solar microwave subsecond pulse sizes». В: *35th COSPAR Scientific Assembly*. Т. 35, с. 423.

- Meshalkina, N., A. Altyntsev, D. Zhdanov и др. (окт. 2012). «Study of Flare Energy Release Using Events with Numerous Type III-like Bursts in Microwaves». В: *Sol. Phys.* 280.2, с. 537—549. DOI: 10.1007/s11207-012-0065-y. arXiv: 1206.3825 [astro-ph.SR].
- Nakajima, H. и др. (1994). «The Nobeyama radioheliograph». В: *Proceedings of the IEEE* 82.
- Nita, G. и др. (авг. 2011). «Three-dimensional Structure of Microwave Sources from Solar Rotation Stereoscopy Versus Magnetic Extrapolations». В: *Astrophys. J.* 737.2, 82, с. 82. DOI: 10.1088/0004-637X/737/2/82. arXiv: 1106.0262 [astro-ph.SR].
- Nita, G. M., G. D. Fleishman, A. A. Kuznetsov, S. A. Anfinogentov и др. (июнь 2023). «Data-constrained Solar Modeling with GX Simulator». В: *The Astrophysical Journal Supplement Series* 267.1, с. 6. DOI: 10.3847/1538-4365/acd343. URL: <https://dx.doi.org/10.3847/1538-4365/acd343>.
- Nita, G. M., G. D. Fleishman, A. A. Kuznetsov, E. P. Kontar и др. (февр. 2015). «THREE-DIMENSIONAL RADIO AND X-RAY MODELING AND DATA ANALYSIS SOFTWARE: REVEALING FLARE COMPLEXITY». В: *The Astrophysical Journal* 799.2, с. 236. DOI: 10.1088/0004-637X/799/2/236. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/799/2/236>.
- Parker, E. N. (1988). «Nanoflares and the Solar X-Ray Corona». В: *Astrophys. J.* 330, с. 474. DOI: DOI:10.1086/166485.
- Perley, Richard A. (янв. 1989). «High Dynamic Range Imaging». В: *Synthesis Imaging in Radio Astronomy*. Под ред. Richard A. Perley, Frederic R. Schwab и Alan H. Bridle. Т. 6. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, с. 287.
- Peterova, N. G. (1975). «On the spatial scales of the magnetic field of sunspots from observations of change of the polarization in the emission of local sources». В: *Byulletin Solnechnye Dannye Akademii Nauk USSR* 3, с. 96—101.

- Peterova, N. G. и Sh. B. Akhmedov (1974). «Influence of transverse magnetic fields on polarized radio emissions from solar local sources». В: *Soviet Astronomy* 17, с. 768.
- Price, R. (1958). «A useful theorem for nonlinear devices having Gaussian inputs». В: *IRE Transactions on Information Theory* 4.2, с. 69—72. DOI: 10.1109/TIT.1958.1057444.
- Ryabov, B. I. и др. (февр. 2005). «Coronal Magnetography of Solar Active Region 8365 with the SSRT and NoRH Radio Heliographs». В: *Sol. Phys.* 226.2, с. 223—237. DOI: 10.1007/s11207-005-2691-0.
- Saint-Hilaire и др. (2012). «Allen Telescope Array Multi-frequency Observations of the Sun». В: *Sol. Phys.* 277.
- Sandman, A. W. и др. (2009). «Comparison of STEREO/EUVI Loops with Potential Magnetic Field Models». В: *Solar Physics* 259. DOI: 10.1007/s11207-009-9383-0.
- Shibasaki, K., M. Ishiguro и S. Enome (1979). «Sudden decrease of microwave solar radio emission». В: *Nagoya University, Research Institute of Atmospherics, Proceedings*. Т. 26, с. 53—65.
- Siarkowski, M., R. Falewicz и P. Rudawy (окт. 2009). «PLASMA HEATING IN THE VERY EARLY PHASE OF SOLAR FLARES». В: *The Astrophysical Journal* 705.2, с. L143. DOI: 10.1088/0004-637X/705/2/L143. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/705/2/L143>.
- Slottje, C. (1978). «Millisecond microwave spikes in a solar flare». В: *Nature* 275, с. 520—521. DOI: 10.1038/275520a0.
- Tanaka, H. и S. Enome (1975). «The microwave structure of coronal condensations and its relation to proton flares». В: *Sol. Phys.* 40, с. 123—131.
- Thompson, A.R. (2007). «Delay tracking, fringe rotation, and phase switching in FASR». В: *FASR memo*.
- Thompson, A.R., J.M. Moran и Jr. G.W. Swenson (2001). *Interferometry and Synthesis in Radioastronomy*. Wiley-VCH.

- Uralov, A. и др. (окт. 2023). «Plasma Heating in an Erupting Prominence Detected from Microwave Observations with the Siberian Radioheliograph». B: *Sol. Phys.* 298.10, 117, с. 117. DOI: 10.1007/s11207-023-02210-w.
- Uralov, A. M., S. V. Lesovoi и V. G. Zandanov (янв. 2002). «A dual-loop initiation model for coronal mass ejections». B: *Cospar* 14, с. 145—148. DOI: 10.1016/S0964-2749(02)80146-9.
- Uralov, A. M., S. V. Lesovoi, V. G. Zandanov и V. V. Grechnev (июль 2002). «Dual-filament initiation of a Coronal Mass Ejection: Observations and Model». B: *Sol. Phys.* 208.1, с. 69—90. DOI: 10.1023/A:1019610614255.
- Uralov, Arkadiy и др. (март 2025). «Features of correlation curves of the Siberian Radioheliograph». B: *Solar-Terrestrial Physics* 11.1, с. 81—89. DOI: 10.12737/stp-111202510.
- Van Vleck, J.H. и D. Middleton (1966). «The spectrum of clipped noise». B: *Proceedings of the IEEE* 54.1, с. 2—19. DOI: 10.1109/PROC.1966.4567.
- Walker, R.C. (1999). «Very Long Baseline Interferometry». B: *Synthesis Imaging in Radio Astronomy II, A Collection of Lectures from the Sixth NRAO/NMIMT Synthesis Imaging Summer School*. Под ред. G. B. Taylor, C. L. Carilli и R. A. Perley. Т. 180. Astronomical Society of the Pacific Conference Series, с. 433. DOI: 1999ASPC..180..433W.
- Welch, Wm. J. и др. (март 2017). «New Cooled Feeds for the Allen Telescope Array». B: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 129.974, с. 045002. DOI: 10.1088/1538-3873/aa5d4f. URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1538-3873/aa5d4f>.
- Yan, Yihua и др. (2011). «Progress on Chinese Spectral Radioheliograph — CSRH construction». B: *2011 XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium*, с. 1—4. DOI: 10.1109/URSIGASS.2011.6051218.
- Zandanov, V. G., A. T. Altyntsev и S. V. Lesovoi (дек. 1999). «The SSRT in the 23rd Cycle of Solar Activity». B: *Proceedings of the Nobeyama Symposium*. Под ред. T. S. Bastian, N. Gopalswamy и K. Shibasaki, с. 425—428.

- Zandanov, V. G. и S. V. Lesovoi (дек. 1999). «Radio Observations of Filaments at the SSRT». В: *Proceedings of the Nobeyama Symposium*. Под ред. Т. S. Bastian, N. Gopalswamy и К. Shibasaki, с. 37—40.
- Железняков В. В. (1964). *Радиоизлучение Солнца и планет*. Москва, Наука.
- Лесовой, С. В. и др. (2022). «Сибирский радиогелиограф – солнечный радиотелескоп нового поколения.» В: *Всероссийская Радиоастрономическая конференция, - 2022 – (Тезисы докладов)*.
- Лесовой, С.В. и А.Т. Алтынцев (2014). «Сибирский солнечный радиотелескоп, состояние и перспективы развития». В: *Всеросс. радиоастрон. конф. (ВРК-2014) "Радиотелескопы, аппаратура и методы радиоастрономии". 22-26 сентября 2014 г., Пущино, ПРАО АКЦ ФИАН: тез. Докл.*
- Лесовой, С.В., А.Т. Алтынцев, В.Г. Занданов и др. (2007). «10-антенный макет радиогелиографа на базе Сибирского солнечного радиотелескопа». В: *Солнечно - земная физика. Труды Междунар. симп. "Международный гелиогеофизический год - 2007: Новый взгляд на солнечно-земную физику Звенигород*.
- Лесовой, С.В., А.Т. Алтынцев, Е.Ф. Иванов и др. (2011). «Многочастотный радиогелиограф». В: *Всеросс. радиоастрон. конф. "Радиоастрономия, аппаратура и методы радиоастрономии (ВРК-2011)". Санкт-Петербург, 17-21 октября 2011 г.: программа. - СПб, 2011. – С.11.*
- Лесовой, С.В., А.Т. Алтынцев, А.А. Кочанов и др. (2017). «Наблюдательные возможности Сибирского радиогелиографа». В: *Двенадцатая Ежегодная конференция "Физика плазмы в солнечной системе". 6-10 февраля 2017 г., Москва, ИКИ РАН: тез. докл. - М. С.10.*
- Лесовой, С.В., А.Т. Алтынцев и Н.Н. Лесовая (2010). «О возможностях наблюдений корональных выбросов массы многоволновыми радиогелиографами». В: *Физика плазмы в Солнечной системе. 5-я Междунар. конф., Москва, ИКИ РАН, 8-12 февраля 2010 г.: сб. тезисов. - М.*

- Лесовой, С.В., Е.Ф. Иванов, А.Т. Алтынцев, А.В. Губин и В.Г. Занданов (2008). «Развитие Сибирского солнечного радиотелескопа». В: *Радио-астрон. конф. "Повышение эффективности и модернизация радиотелескопов" посв. памяти Н.А. Есепкиной, п. Нижний Архыз, 22-27 сентября 2008 г.: программа и тез. докл. - Нижний Архыз.*
- Лесовой, С.В., Е.Ф. Иванов, А.Т. Алтынцев, А.В. Губин и Н.О. Муратова (2010). «Преобразование Сибирского солнечного радиотелескопа в радиогелиограф нового поколения». В: *Всерос. астрон. конф. (ВАК-2010) "От эпохи Галилея до наших дней". САО РАН, пос. Нижний Архыз, 13-18 сент. 2010 г.: тез. Докл.*