

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
СПЕЦИАЛЬНАЯ АСТРОФИЗИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

На правах рукописи

Кальтман Татьяна Ильинична

УДК 523.98

**МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ
МАГНИТОСФЕР АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА
СОЛНЦЕ**

Специальность 01.03.02 — астрофизика, радиоастрономия

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
д.ф.-м.н. Коржавин А.Н.

Н.Архыз – С.Петербург
2000

Оглавление

Введение	4
1 Проблемы моделирования магнитосфер активных областей на Солнце	19
1.1 Магнитосферы активных областей по радиоастрономическим наблюдениям	19
1.2 Обзор модельных расчетов радиоизлучения активных областей	22
1.3 Математико-физический инструментарий, использовавшийся при моделировании	26
1.3.1 Механизмы радиоизлучения	26
1.3.1.1 Тормозной механизм излучения	27
1.3.1.2 Магнитотормозное излучение слаборелятивистских электронов	28
1.3.1.3 Магнитотормозное излучение тепловых умеренно-релятивистских электронов	30
1.3.1.4 Магнитотормозное излучение нетепловых умеренно-релятивистских электронов	32
1.3.2 Уравнение переноса излучения	33
1.3.3 Влияние эффектов рассеяния на спектр и направленность радиоизлучения	35
1.3.4 Инверсия знака круговой поляризации при распространении через область с поперечным магнитным полем	38
1.3.5 Распределение электронной концентрации и температуры в атмосфере активной области	39
1.3.6 Модель распределения магнитного поля	42
1.4 Описание программ для расчета характеристик радиоизлучения источников активной области	45

1.5	Выводы	54
2	Наблюдения и моделирование долгоживущих компонент магнитосферы активной области на Солнце	55
2.1	Нетепловое микроволновое излучение флоккулов и его мо- делирование по наблюдениям на РАТАН- 600 в сентябре- октябре 1996г.	55
2.2	Пятенный источник, пекулярный источник и источник ти- па гало как основные компоненты 3-х мерной структуры активной области по наблюдениям на РАТАН-600 и на ССРТ.	64
2.2.1	Наблюдения	64
2.2.2	Моделирование	68
2.3	Самоинверсия знака круговой поляризации в микроволно- вых источниках типа "гало"	76
2.3.1	Наблюдения активной области AR5200	78
2.3.2	Модельные расчеты	84
2.4	Измерения магнитных полей над пятнами	91
2.4.1	Уточнение метода определения магнитного поля над пятнами по наблюдениям на РАТАН-600	91
2.4.2	Метод определения высоты основания короны над пятнами по магнитографическим и микроволновым наблюдениям	97
2.5	Выводы	103
3	Исследование всплесков	107
3.1	Введение	107
3.2	Моделирование мощного миллиметрового всплеска по на- блюдениям на РАТАН-600	113
3.2.1	Наблюдательный материал	113
3.2.2	Результаты наблюдений всплеска на РАТАН-600 .	116
3.2.3	Обсуждение и анализ результатов наблюдений . . .	123
3.2.4	Моделирование	126
3.3	Наблюдения всплесков с медленным положительным дрей- фом на радиоспектрографе в Ondřejov	129
3.3.1	Описание спектров радио всплесков	131
3.3.2	Определение скоростей источников возмущений . . .	135
3.3.3	Интерпретация	138

3.4 Выводы	139
4 Заключение	142
Литература	143

Введение

Ближайшая к Земле звезда, Солнце оказывает определяющее влияние на нашу планету. В короне Солнца происходят ярко выраженные процессы энерговыделения и переноса энергии. Эти явления могут быть как достаточно быстрыми (вспышечно-подобными), так и длительными, все они так или иначе отражаются в солнечно-земных связях. С научной точки зрения Солнце представляет огромный интерес как уникальная космическая лаборатория, в которой происходят плазменные процессы при условиях и масштабах, невозпроизводимых в земных физических лабораториях, а близкое расположение Солнца делает их удобными для детальных наблюдений. Ускорение частиц, нагрев плазмы, эжекции массы и значительные изменения магнитного поля в солнечной короне достаточно ярко отражаются в микроволновом излучении, которое является эффективным средством диагностики плазмы короны. Обширный наблюдательный материал, накопленный за годы регулярных солнечных наблюдений, содержит данные о параметрах корональной плазмы, а также об ускорении частиц и их динамике, нагреве плазмы, о переносе энергии и об энерговыделении в короне. Сравнение результатов модельных расчетов с данными радионаблюдений Солнца, с привлечением также оптических, ультрафиолетовых и рентгеновских наблюдательных данных, позволяет развить методы диагностики корональной плазмы. Особенно интересным представляется исследовать вспышечные явления, параметры радиоизлучения которых свидетельствуют о наличии нетепловых частиц.

Наблюдения на радиотелескопах с высоким пространственным разрешением (РАТАН-600, ССРТ, радиогелиограф в Nobeyama) предоставляют возможность детально исследовать структуру источников радиоизлучения активных областей на Солнце. Новые наблюдательные данные выявили необходимость развития модельных теоретических представлений о происходящих физических процессах в активных областях.

Требует дальнейшего модельного исследования "магнитосфера" активной области, концепция которой, разработанная пулковской группой радиоастрономов, получила международное признание как пространство в атмосфере Солнца, где параметры плазмы, ее структура, значение магнитного поля, процессы энерговыделения определяются и регулируются взаимодействием корональной плазмы с магнитными полями, являющимися продолжением фотосферных магнитных полей активной области. Эта концепция базируется на разработанных ранее в САО и ГАО РАН на основе микроволновых наблюдений Солнца на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 прямых количественных методах измерения магнитного поля и выявления нетепловых процессов в солнечной короне. Эта концепция подтверждается также данными наблюдений на крупных радиотелескопах ССРТ, VLA и WSRT, а также на спутниках SOHO, Yohkoh и TRACE в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах.

Для моделирования радиоизлучения магнитосфер активных областей требуется разработка усовершенствованных методик расчета, учитывающих как последние теоретические разработки происходящих на Солнце процессов излучения, так и полученные за последние годы экспериментальные данные наблюдений на инструментах с высоким пространственным разрешением и перекрытием широкого спектрального диапазона.

В данной работе проведено трехмерное компьютерное моделирование радиоизлучения отдельных структурных компонентов магнитосферы активных областей на Солнце с помощью разработанных автором компьютерных программ. Такое моделирование позволило уточнить спектрально-поляризационные и пространственные характеристики радиоизлучения таких компонентов магнитосферы, как гало, пекулярный и флоккулярный источники, пятенные источники, источники микроволновых всплесков; учесть вклад тепловых и нетепловых механизмов излучения; выявить некоторые характерные свойства, учет которых необходим при обработке и интерпретации наблюдений активных областей на Солнце.

Основными целями работы являются:

- Компьютерное моделирование радиоизлучения различных элементов магнитосферы активных областей в короне на Солнце: пятен-

ных и флоккульных радиоисточников, гало, пекулярных источников, источников микроволновых всплесков. Построение двумерных карт распределения интенсивности и поляризации моделируемых источников радиоизлучения, а также распределений тех же характеристик излучения, сглаженных с одномерной диаграммой направленности радиотелескопов.

- Сравнение результатов модельных расчетов с данными, полученными при наблюдении активных областей на Солнце на радиотелескопах РАТАН-600, БПР, ССРТ и с наблюдательными данными других обсерваторий, в том числе данных со спутников SOHO, Yohkoh и TRACE в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах.
- Определение параметров тепловой и нетепловой составляющих магнитосфер активных областей (температуры и электронной концентрации, магнитного поля) с помощью модельных методов диагностики, развитие модельных представлений различных структурных элементов магнитосферы и оценка их вклада в общее радиоизлучение активных областей. Проведение ряда компьютерных расчетов разработанных моделей с вариацией задаваемых параметров и анализ полученных результатов.

Научная новизна работы Получены новые результаты по структуре микроволнового излучения некоторых активных областей на Солнце по наблюдениям на РАТАН-600, анализ которых позволил уточнить спектрально-поляризационные и пространственные характеристики излучения отдельных структурных элементов этих областей. Найдены наблюдательные подтверждения существования длительных нетепловых процессов в солнечной короне (даже в период глубокого минимума солнечной активности 1996 г.)

По полученным наблюдательным данным было проведено компьютерное моделирование радиоизлучения компонентов магнитосферы, таких как пятенные источники, пекулярный и флоккульный источники, гало, источники микроволновых всплесков. Такое моделирование позволило определить параметры тепловой и нетепловой составляющих (температуру и электронную концентрацию, магнитное поле), развить модельные представления различных структурных элементов магнитосферы и

оценить их вклад в общее радиоизлучение активных областей.

Обнаружен эффект самоинверсии знака круговой поляризации в источниках типа "гало" и его интерпретация подтверждена компьютерными расчетами.

Уточнен физический смысл определения величины магнитного поля над пятнами по наблюдениям на РАТАН-600 как максимального значения магнитного поля в основании солнечной короны. Впервые надежно измерено магнитное поле по второй гармонике гирочастоты над некоторыми пятнами, при этом выявлено заметное расхождение с измерениями по третьей гармонике для тех же источников.

Определена высота основания короны над несколькими одиночными пятнами по предложенному автором методу с использованием радиоастрономических и магнитографических наблюдений.

Научное и практическое значение

Создан пакет программ, позволяющий моделировать трехмерную структуру различных компонент магнитосферы активной области и рассчитывать их радиоизлучение с учетом совместного действия трех механизмов: теплового тормозного, теплового гирорезонансного и нетеплового гиросинхротронного. Компьютерное моделирование наблюдаемых источников радиоизлучения позволяет с помощью этих программ и теоретических представлений о природе излучения данных источников уточнять физические параметры области излучения, оценивать вклад тепловой и нетепловой составляющих, что продемонстрировано на примерах наблюдений конкретных активных областей.

Сделан вывод о необходимости учета процессов рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало, приводящее к замыканию как самого гало, так и нижерасположенных источников. Такой учет необходимо иметь в виду при обработке и интерпретации, например, пятенных и пекулярных источников, радиоизлучение которых на длинных волнах особенно сильно подвергается такому рассеянию. Изменяется и сама наблюдаемая структура излучения гало, становясь более диффузной, "расплывчатой". Показана также необходимость учета вклада в общее излучение магнитосферы активной области нетепловых механизмов радиоизлучения.

Уточнен метод определения величины коронального магнитного поля

по многоволновым наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 радиоизлучения над пятнами, в частности, по второй гармонике гирочастоты. Предложен способ определения высоты основания короны над одиночными пятнами по радиоастрономическим и магнитографическим измерениям.

Автор выносит на защиту:

1. Метод моделирования трехмерной структуры и расчета характеристик радиоизлучения различных компонентов магнитосферы активной области на Солнце. Результаты диагностики плазмы некоторых компонентов активных областей, полученные с помощью разработанного пакета программ.
2. Результаты обработки наблюдений на РАТАН-600 микроволнового излучения активных областей на Солнце, анализ которых позволил уточнить спектрально-поляризационные и пространственные характеристики излучения отдельных структурных элементов этих объектов. Наблюдательные подтверждения существования длительных нетепловых процессов в короне Солнца (даже в период глубокого минимума солнечной активности).
3. Результаты исследования эффекта инверсии знака круговой поляризации в источниках типа "гало" и модельные расчеты, показавшие, что такая инверсия происходит в самом источнике излучения, что позволило предложить термин "самоинверсия знака круговой поляризации" для этого явления. Вывод о необходимости учета процессов рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало, приводящее к замыванию изображений как самого гало, так и нижерасположенных пятенных и пекулярных источников, а также к существенному изменению спектров потоков этих объектов.
4. Уточнение физического смысла определения величины магнитного поля над пятнами по наблюдениям на РАТАН-600. Первые надежные измерения магнитного поля по второй гармонике гирочастоты, выявившие заметное расхождение с измерениями по третьей гармонике для тех же источников. Метод определения высоты основания короны над пятнами с использованием радиоастрономических и магнитографических наблюдений одиночных пятен.

5. Результаты исследования и моделирования микроволновых всплесков, показавшие, что основное энергосвыделение происходит в вершине корональной петли с последующим распространением энергии к основаниям петли со скоростью, характерной для ударных волн.

Апробация работы. Основные результаты диссертации докладывались на 26-ой радиоастрономической конференции (18-22 сент. 1995 г., С.-Петербург), 29-th Young European Radio Astronomers Conference (Riccione, Italy, 23-26 September, 1996), 27-ой радиоастрономической конференции Проблемы современной радиоастрономии (С.-Петербург, 10-14 ноября 1997 г), 2-nd Advances in Solar Physics Euroconference Three-Dimensional Structure of Solar Active Regions (October 7-11,1997, Preveza, Greece.), 30-th Young European Radio Astronomers Conference (September 14-19, 1997, Krakow, Poland), IAU23(Kyoto, August 17-30, 1997), 22-nd General Assembly of the European Geophysical Society (Vienna, 21-25 April 1997), школе-семинаре молодых радиоастрономов "Радиоастрономия в космосе" (Пушино, 14-16 апреля 1998г.),CESRA Workshop on Coronal Explosive Events (Espoo 1998, Finland, June 8-13, 1998), ASPE98 - Magnetic Fields and Oscillations (Potsdam/Caputh, Germany, 22-26 September 1998), конференции "Достижения и проблемы солнечной радиоастрономии" (6-9 октября 1998г., Санкт-Петербург), конференции "Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы" (С.-Петербург, 1999г), 9-th European Meeting on Solar Physics "Magnetic Fields and Solar processes" (Firenze, Italy, September 12-18, 1999), школе-семинаре молодых радиоастрономов (Пушино, 10-11 апреля 2000), JENAM-2000 (Moscow, May 29 - June 23, 2000), 25-ый Международный Солнечный семинар (Patince, Словакия, 19-23 июня, 2000), а также на семинарах САО и ГАО.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения, списка цитируемой литературы. Общий объем диссертации 156 страниц.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность темы диссертации, показаны место и роль данной работы в тематике научных исследований, дано развернутое описание целей выполненной работы, показаны ее новизна, научная и практическая значимость. Сформулированы положения, выносимые автором на защиту.

В первой главе описаны компоненты магнитосферы активных областей на Солнце, их наблюдательные характеристики и физическая интерпретация. Дан обзор литературы, к которому отражена история развития и современное состояние проблем моделирования радиоизлучения активных областей на Солнце.

Приведены формулы, использованные автором в данной работе для расчета характеристик радиоизлучения (интенсивности и оптической толщины радиоизлучения обыкновенной и необыкновенной мод) солнечных активных областей, на основе теплового тормозного, теплового ги-рорезонансного и нетеплового гиросинхротронного механизмов, а также формулы для расчета распределения магнитного поля в дипольном приближении. Даны необходимые ссылки.

Представлен пакет программ на языке FORTRAN, написанных автором на основе разработанного метода моделирования трехмерной структуры компонентов магнитосферы активной области на Солнце и расчета характеристик радиоизлучения. Описано моделирование трехмерной структуры [152, 160] для различных компонентов (пятенных, пекулярных и флоккульных источников, гало, источников микроволновых всплесков) по задаваемому распределению температуры, электронной концентрации и магнитного поля, решение уравнения переноса излучения, построение двумерных карт распределения интенсивности и поляризации моделируемых источников радиоизлучения, а также распределений тех же характеристик излучения, сглаженных с одномерной диаграммой направленности радиотелескопов.

Во второй главе описываются наблюдения и моделирование долгоживущих компонентов магнитосферы активной области - таких как источник с флоккулом, пятенные источники, гало и пекулярный источник. Исследован эффект самоинверсии знака круговой поляризации гало. Представлены модельные расчеты и измерения магнитного поля над солнечными пятнами. Предложен метод определения высоты основания короны над пятнами.

В первом параграфе представлены наблюдения и моделирование нетеплового микроволнового излучения флоккульного источника с волокном [154, 166]. Хорошо известно, что в микроволновом диапазоне имеются источники повышенного радиоизлучения, связанные с флоккульными площадками на Солнце. Обычно считается, что эти повышения радиояркости обусловлены повышенной электронной плотностью в солнечной

короне над флоккулами. В рамках теплового тормозного механизма генерации радиоизлучения яркостная температура оптически тонкого источника, связанного с флоккулом, должна возрастать пропорционально квадрату длины волны, что и наблюдалось в ряде случаев. В данной работе представлены расходящиеся с такой интерпретацией результаты наблюдений биполярной флоккулярной области с волокном, лежавшим на линии раздела полярностей магнитного поля. Наблюдения были выполнены в сентябре – октябре 1996 г. с высоким пространственным разрешением в широком диапазоне волн (1.7 – 20 см) на радиотелескопе РАТАН-600 (одномерные сканы с ножевой ДН, 16" на волне 1.7 см) Для интерпретации наблюдений были также использованы данные радиогелиографа в Nobeyama на волне 1.7 см.

На самых коротких волнах наблюдалось только волокно как область пониженной радиояркости. На более длинных волнах с обеих сторон волокна появляются два источника повышенной яркости, причем яркостная температура этих источников увеличивается пропорционально кубу длины волны, что указывает на нетепловую природу происхождения этого радиоизлучения.

Радиоизлучение флоккула было промоделировано с учетом совместного действия теплового тормозного и нетеплового гиросинхротронного излучения большой корональной петли, заполненной тепловой плазмой с некоторой добавкой нетепловых электронов. Присутствие волокна в зоне излучения моделировалось наличием в центре петли холодного плотного участка тепловой плазмы.

В распределении радиояркости по смоделированному источнику присутствуют два горба с минимумом посередине, что соответствует наблюдениям. Рассчитанный спектр полного потока излучения показывает хорошее совпадение с наблюдательными данными. Этот факт, а также значительная стабильность явления (более двух солнечных оборотов), свидетельствуют о непрерывно действующих нетепловых процессах в солнечной короне в период глубокого минимума солнечной активности.

Во втором параграфе описываются наблюдения и моделирование характерных компонент магнитосферы активной области - таких как пятенная компонента, гало и пекулярный источник на примере достаточно сложной по структуре активной области AR6471, в которую входили все перечисленные компоненты [162, 165].

Большая активная область AR6471 наблюдалась в период 24/01/1991

– 09/02/1991 на волнах в диапазоне 0.8 – 32 см на радиотелескопе РАТАН- 600. Эта область являлась биполярной магнитной структурой с S-образной нейтральной магнитной линией.

Проведено компьютерное моделирование радиоизлучения компонентов данной активной области. Рассчитаны характеристики радиоизлучения (интенсивность, поляризация, яркостная температура и оптическая плотность), построены двумерные карты распределения яркостных температур обыкновенной и необыкновенной мод излучения, осуществлена свертка с диаграммой направленности РАТАН-600 для сравнения с наблюдениями.

Наблюдения двух пятенных источников согласуются с модельными расчетами для теплового циклотронного излучения на 2 и 3 гармониках гирочастоты в сильном магнитном поле (около 2600 Гс на уровне фотосферы). Зарегистрирован также компактный (20") и очень яркий (5МК на 3.2 см) объект над нейтральной линией, вблизи вкрапления магнитного поля противоположной полярности. Такие характерные свойства позволили отнести его к группе так называемых «пекулярных» источников. Этот пекулярный источник был промоделирован как тепловое гирорезонансное излучение очень горячих (10 – 100 МК) низко расположенных корональных петель с умеренными (300 – 500 Гс) магнитными полями. В диапазоне 0.8 – 4.0 см наблюдалось широкое бесструктурное образование (галло), перекрывающее всю активную область, низкой яркости ($T_b = 50 - 250$ тыс. К), по сравнению с яркостью упомянутых выше компактных источников. Но в диапазоне волн 5 – 30 см излучение этого источника стало доминирующим, с максимумом потока $5 - 6 \times 10^5$ Ян на волнах 5 – 8 см. Источник галло был промоделирован как совместное излучение тепловых и нетепловых (субрелятивистских) электронов, заполняющих большие корональные магнитные петли (магнитосферу активной области).

Хорошее согласие полученных при моделировании расчетных спектров излучения и яркостной температуры с наблюдаемыми спектрами указывает на то, что такое исследование позволило достаточно верно определить физические параметры области излучения источников (магнитное поле, а также температуру и концентрацию электронов), оценить вклад тепловой и нетепловой составляющих галло, а также вклад отдельных источников активной области в общее радиоизлучение на разных длинах волн. Сделан вывод о необходимости учета процессов рассеяния

радиоизлучения при его распространении через материю гало, приводящее к замыванию изображения на длинных (5 – 8 см) волнах расположенных ниже гало пятенных и пекулярного источников.

В третьем параграфе подтвержден наблюдениями и промоделирован эффект инверсии знака круговой поляризации в источниках типа "гало", при этом моделирование подтвердило предположение о том, что здесь имеет место эффект "самоинверсии", возникающий при распространении излучения источника через квазипоперечную область (QT-область) магнитного поля, которая в условиях большой корональной петли находится внутри самого источника излучения [170, 177].

Предлагается модель, объясняющая особенности спектра потоков и явление смены знака круговой поляризации, наблюдаемые в длинноволновом диапазоне ($\lambda > 5$ см) у источников микроволнового излучения, расположенных над активными областями на Солнце. Ранее по наблюдениям на БПР, РАТАН-600 и ССРТ было замечено, что интерпретация этих особенностей в рамках теории циклотронного излучения пятенной компоненты и его распространения через поперечное магнитное поле встречает определенные трудности. В отличие от этой теории развиваемая модель рассматривает излучение плазмы с учетом QT-распространения, удерживаемой в вершине АО и образующей протяженный источник (гало).

Результаты наблюдений интерпретируются и моделируются в рамках модели большой корональной петли (магнитосфере активной области) с достаточно сильным магнитным полем петли, содержащей тепловые электроны и надтепловые со степенным распределением по энергиям. При моделировании поляризованного излучения гало учитывались эффекты распространения через QT-область магнитного поля, которая в условиях большой корональной петли находится внутри самого источника излучения. Самоинверсия знака поляризации имеет место для той части корональной петли, которая расположена ближе к лимбу. Учет самоинверсии хорошо объясняет наблюдаемую асимметрию поляризационного изображения при прохождении АО вблизи лимба. Указывается, что расхождение наблюдаемых и расчетных спектров в длинноволновом участке спектра может быть устранено при учете эффекта рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало.

В четвертом параграфе описаны модельные расчеты, проведенные для уточнения физического смысла определения магнитного поля в короне над солнечными пятнами по многоволновым наблюдениям в сан-

тиметровом диапазоне [174, 179]. Предложен метод определения высоты переходного слоя над одиночными пятнами [172, 175, 178].

Резкий спад поляризованного спектра источников микроволнового излучения над пятнами в сторону коротких длин волн указывает, что температура над пятнами быстро увеличивается с высотой в узкой переходной зоне от хромосферы к короне. Этот наблюдательный факт позволил развить один из радиоастрономических методов измерения магнитного поля в основании короны по многоволновым поляризационным радионаблюдениям на РАТАН-600.

Для проверки и уточнения данного метода определения магнитных полей над пятнами было проведено компьютерное моделирование. Модельные расчеты подтвердили, что при следовании методу измеряется максимальное значение магнитного поля пятен на высоте основания короны. Согласно моделированию, значение магнитного поля, измеряемое по наблюдениям на РАТАН-600 по излучению на 3-ей гармонике гирочастоты (необыкновенная волна или поляризованный поток), на 7% меньше действительной величины с точностью 3%, для измерений той же величины магнитного поля по 2-ой гармонике (обыкновенная волна) получаемая точность лучше 3%, без уменьшения (увеличения) действительной величины магнитного поля. Для примера были обработаны наблюдения 3 пятен: AR8716 (10.10.99), AR8668 (19.08.99) и AR8699 (13.09.99). Для этих пятен удалось померить магнитное поле по обеим гармоникам гирочастоты. Разница между величинами магнитного поля, измеренными по спектрам излучения на обыкновенной и необыкновенной волнах, составила около 20% (большее значение поля соответствовало измерениям по необыкновенной волне). Хотя ожидалось совпадение этих величин в пределах ошибок, эта разница заметно превышает точность измерения для каждого из значений магнитного поля, которая была найдена из моделирования.

Весьма малая высота (порядка 2000 км) основания короны осложняет ее определение наблюдательными методами, что обосновывает необходимость развития модельных методов. По магнитографическим наблюдениям с хорошим пространственным разрешением 3 – 5 " можно измерить распределение магнитного поля пятна на фотосфере. В некоторых работах было показано, что распределение напряженности фотосферного магнитного поля, полученное для ряда пятен, можно согласовать с дипольным. В то же время, дипольное приближение широко используется в

моделировании радиоизлучения пятенных источников. Представляя магнитное поле над пятном в дипольном приближении, можно связать измеренные фотосферные и корональные значения поля и определить высоту основания короны над пятном. На основании этих соображений предложен метод для определения высоты основания короны через распределение магнитного поля над пятном в дипольном приближении с использованием одновременно данных магнитографических и радионаблюдений. Метод был проверен на шести одиночных симметричных пятнах. На примере этих пятен подтверждено, что для представления магнитного поля симметричных пятен на уровне фотосферы можно использовать дипольное приближение. Для высоты основания короны получены значения от 600 до 4300 км над фотосферой пятна, со средним значением около 2000 км.

В третьей главе рассматривается короткоживущая всплесковая компонента магнитосферы активной области. Для понимания физики вспышки важное значение имеет исследование пространственной и временной структуры источника микроволнового всплеска, который, как правило, сопровождает вспышку. Такие исследования требуют высокого пространственного и временного разрешения, что достигается одновременно только в исключительных случаях. Отрывочность наблюдений всплесков на РАТАН-600 связана с плохим временным разрешением этого радиотелескопа, однако его высокое пространственное разрешение и широкий спектральный диапазон позволили в ряде случаев получить новые данные о пространственной структуре источников всплесков на большом числе частот микроволнового диапазона.

В первом параграфе представлены наблюдения и моделирование микроволнового излучения корональной магнитной петельной структуры источника так называемого «миллиметрового» всплеска [153, 164, 167]. Мощный миллиметровый всплеск с максимальным потоком 3000 с.е.п. на волне 2 см наблюдался 30 января 1991 года. Наблюдения на РАТАН-600 были проведены спустя 30 минут после главного максимума всплеска, на стадии "post burst increase" (*PBI*), в диапазоне длин волн 0.8 – 11.7 см. Очень яркий источник всплеска был зарегистрирован на коротких волнах: эффективная яркостная температура его излучения на волне 8 мм достигала 500 000 К, что на 2 – 3 порядка превышало предвсплесковый уровень. Уярчение источника сопровождалось значительным увеличением (примерно в полтора раза) его размеров во всем диапазоне волн при

отсутствии каких-либо тонких деталей (при разрешении 7 – 10 угл. сек.) в яркостном распределении как интенсивности, так и круговой поляризации.

Была построена трехмерная модель корональной магнитной петельной структуры источника всплеска для стадий максимума и *PVI*. Для обеих стадий проведены компьютерные расчеты, учитывающие совместное действие трех механизмов излучения: теплового тормозного и гирорезонансного излучения и нетеплового гиротронного излучения.

Посчитаны физические параметры области излучения (температура, электронная плотность, магнитное поле, мера эмиссии) на стадиях максимума всплеска и *PVI*, с привлечением рентгеновских данных и данных радионаблюдений других обсерваторий. Сделан вывод о том, что некоторое противоречие между радио и рентгеновскими мерами эмиссии (на момент максимума всплеска мера эмиссии по радиоданным на два порядка превышает рентгеновскую меру эмиссии) может быть разрешено при учете нетепловых механизмов излучения.

В 1999 г. на РАТАН-600 начались исследования длительных микровсплесков, которые существуют в течение нескольких дней и которые включают короткие импульсные всплески. Их наблюдения проводятся в дециметровом диапазоне 1000 – 1500 МГц. Представляет интерес получение данных наблюдений всплесков других обсерваторий в дециметровом диапазоне, но с временным профилем.

Во втором параграфе описываются наблюдения в диапазоне 1 – 2 ГГц трех всплесков с медленным позитивным дрейфом, наблюдавшихся в начале солнечных вспышек 2 мая 1998г., 23 сентября 1998 г. и 9 ноября 1999 г. на радиоспектрографе в Ondřejov (Чехия) [171, 173]. Посчитаны частотные дрейфы (20 – 125 МГц/сек), на основе модели распределения плотности оценены скорости источников возмущений и их высоты в предположении о плазменном механизме излучения на первой и второй гармониках. Эти скорости оказались слишком малы (120 – 1350 км/сек), чтобы быть связанными с потоками быстрых частиц. В роли возможных источников излучения всплесков предложены распространяющиеся в направлении фотосферы вдоль магнитных силовых линий петли ударные волны тепловой природы. Для одного из всплесков (23 сентября 1998 г.) более подробно рассмотрена модель поднимающейся вспышечной петли с распространением источников всплеска от вершины петли вниз к основанию петли вдоль силовых линий.

В заключении диссертации сформулированы основные результаты работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Разработан метод, позволяющий моделировать трехмерную структуру и рассчитывать радиоизлучение различных компонент магнитосферы активной области. Компьютерное моделирование наблюдаемых источников радиоизлучения позволило с помощью разработанного пакета программ уточнить физические параметры области излучения (температуру и электронную концентрацию, магнитное поле), оценить вклад тепловой и нетепловой составляющих, что продемонстрировано на примерах наблюдений нескольких активных областей.
2. Обработаны наблюдения микроволнового излучения некоторых активных областей на Солнце. Анализ наблюдений позволил уточнить спектрально-поляризационные и пространственные характеристики излучения отдельных структурных элементов активных областей (гало, пятенных, пекулярного и флоккулярного источников, источников микроволновых всплесков). Подтверждено наблюдениями существование длительных нетепловых процессов в солнечной короне в источниках типа "гало" (даже в период глубокого минимума солнечной активности).
3. Исследован эффект инверсии знака круговой поляризации в источниках типа "гало" и проведены модельные расчеты, показавшие, что такая инверсия происходит в самом источнике излучения, что позволило предложить термин "самоинверсия знака круговой поляризации" для этого явления. Сделан вывод о необходимости учета процессов рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало, приводящих к замыванию изображений как самого гало, так и нижерасположенных пятенных и пекулярных источников, а также к существенному изменению спектров потоков радиоизлучения этих объектов.
4. Уточнен физический смысл определения величины коронального магнитного поля по многоволновым наблюдениям на РАТАН-600 ра-

диоизлучения над пятнами. Такое уточнение позволило, в частности, впервые надежно измерить магнитное поле по второй гармонике гирочастоты над некоторыми пятнами и выявить заметное расхождение с измерениями по третьей гармонике для тех же источников. Определена высота основания короны над несколькими пятнами по предложенному автором методу с использованием радиоастрономических и магнитографических наблюдений одиночных пятен.

5. Исследована и промоделирована пространственная структура микроволнового всплеска на стадии послевсплескового уярчения (*PBI*) по наблюдениям на РАТАН-600. Исследована и интерпретирована временная структура всплесков с медленным положительным дрейфом по наблюдениям на радиоспектрографе в Ondřejov в диапазоне 1-2 ГГц. Результаты исследования микроволновых всплесков показали, что основное энерговыделение происходит в вершине корональной петли с последующим распространением энергии к основаниям петли со скоростью, характерной для ударных волн.

Личный вклад автора Автором разработан метод моделирования трехмерной структуры и расчета радиоизлучения различных компонент магнитосферы активной области и написаны все программы, использовавшиеся для модельных расчетов, кроме стандартных подпрограмм и подпрограмм, связанных с гаусс-обработкой. Автору принадлежит подбор моделей компонентов магнитосферы активной области и непосредственное участие в их разработке. Проведение всех компьютерных расчетов принадлежит автору. Автор принимал участие в обсуждении и интерпретации результатов моделирования. В работах, связанных с наблюдательным материалом, автор обрабатывал наблюдения AR6471 (область с пятнами, гало и пекулярным источником) и микроволнового всплеска 30.01.1991, а также всех пятенных источников, рассчитывал скорости дрейфов и другие параметры всплесков во втором параграфе третьей главы. Автор проводил магнитографические наблюдения, результаты которых использованы в четвертом параграфе второй главы. Метод определения высоты основания короны над солнечными пятнами предложен автором.

Глава 1

Проблемы моделирования магнитосфер активных областей на Солнце

В данной главе описываются компоненты магнитосферы активных областей на Солнце, их наблюдательные характеристики и физическая интерпретация; делается обзор работ, связанных с моделированием активных областей; приводятся формулы, использованные при расчетах в данной работе; описывается пакет программ, написанный автором для проведения расчетов.

1.1 Магнитосферы активных областей по радиоастрономическим наблюдениям

Большинство проявлений солнечной активности связано с локальными областями повышенных магнитных полей в атмосфере, традиционно называемых солнечными активными областями (АО). Эти плазменные структуры называют магнитосферами солнечных активных областей (Гельфрейх, [1]). Этот термин означает структуру, четко отделенную от окружающей плазмы. Физические процессы внутри этой структуры контролируются локальными магнитными полями (изолированными токами), а также излучением и потоками вещества из окружающей среды. Радиоастрономические наблюдения сделали возможным предложить термин "магнитосфера активной области", так как диагностика плазменных параметров в солнечной короне и верхней хромосфере (таких как величина магнитного поля, ускорение частиц) выполняется благодаря наблюдениям в радиодиапазоне. При анализе структуры и физических процессов в магнитосфере активной области можно выделить три основных направления, представляющих наиболее значительные результаты

[1]:

- диагностика магнитных полей;
- диагностика тепловых плазменных структур (распределение температуры и плотности);
- диагностика длительного вневысывочного ускорения нетепловых частиц.

Классическая активная область наблюдается в микроволновом диапазоне как локальный источник солнечного радиоизлучения. По современным наблюдениям локальный источник представляется как многокомпонентная плазменная структура, в излучении которой участвуют различные механизмы тепловой и нетепловой природы. Нужно иметь в виду, что классификация этих компонентов и их идентификация все еще далека от того, чтобы быть полностью законченной:

1. Источники радиоизлучения над солнечными пятнами. Идентифицированный в начале шестидесятых годов, этот источник стал одним из наиболее четко определяемых в диапазоне коротких сантиметровых волн (2 – 4 см). Пятенный источник характеризуется малыми угловыми размерами (10 – 40 угл. сек.), растущими с длиной волны, яркостными температурами, тоже растущими с длиной волны и достигающими корональных значений $1.5 - 2 \times 10^6$ К, высокой степенью поляризации (до 100%) на коротких волнах (1.7 – 2.7 см). Эти источники генерируются тепловым циклотронным излучением на второй и третьей гармониках электронной гирочастоты в сильных магнитных полях [5, 6, 58].
2. Флоккулы. Связанное с флоккулами радиоизлучение приходит из оптически толстых районов верхней хромосферы. Источники выделяются на коротких волнах ($\lambda < 2 - 5$ см), характеризуются большими размерами (несколько минут дуги), низкой степенью поляризации (5 – 10%) и низкими яркостными температурами (десятки тысяч К), плоским спектром потока. Радиоизлучение флоккулов интерпретируется на основе теплового тормозного механизма излучения.
3. Гало. Кроме компактных источников в микроволновом диапазоне наблюдается диффузный компонент с пространственной шкалой в

целую АО, порядка 10^5 км. Этот компонент особенно типичен для диапазона волн 8 – 12 см и больше. На более длинных волнах (20 – 30 см) излучения гало вероятно генерируется тепловым тормозным механизмом корональной конденсации ($\tau > 1$). Однако увеличение потока вблизи максимума излучения около 8 – 15 см не может быть объяснено в рамках теплового-тормозного механизма, потому что поток в этом диапазоне волн превышает поток на коротких см волнах в несколько раз. С другой стороны, попытка интерпретировать это излучение на основе теплового циклотронного излучения также встречает серьезные трудности из-за того, что гало наблюдается даже в слабых активных областях со слабым магнитным полем, где нет основания считать, что во всей АО величина магнитного поля достигает нескольких сотен гаусс. Можно считать, что источником гало являются нетепловые электроны, продолжительно генерируемые в большинстве АО, и слабых и сильных. Тогда такие нетепловые электроны отражают существование ”радиационных поясов” в магнитосферах солнечных АО. Здесь нужно решить проблему относительной стабильности таких источников. Другой проблемой является относительно низкий верхний предел яркостных температур дм гало, обычно не превышающих несколько миллионов К. Учет существенной роли рассеяния излучения в тепловой плазме может помочь понять физическую природу этого предела.

4. Пекулярные источники. Пекулярные источники [2, 41, 69] представляют собой компактные (20 – 40 угл. сек.) области генерации радиоизлучения с очень высокими значениями яркостной температуры ($T_b > 10^7$ К). Эти источники расположены на небольшой высоте (10 тыс. км) над нейтральными линиями фотосферного магнитного поля в местах наибольшего сближения пятен противоположной полярности (иногда дельта-конфигурации магнитного поля). Пекулярные источники наблюдаются в диапазоне волн 2 – 6 см. Характерной особенностью спектра потоков является большой спектральный индекс ($n \sim 10$), с максимумом потока на волнах 3 – 4 см. Такие особенности спектра имеет, например, гирорезонансное излучение горячих электронов с тепловым распределением по скоростям в умеренных магнитных полях (100 – 300 Гс), что может рассматриваться как возможный вариант интерпретации наблюдений.

5. Всплески. Всплески являются самым изменчивым и многообразным компонентом активной области. Сопровождая обычно фотосферную вспышку, радиовсплески демонстрируют процессы высвобождения и переноса энергии, связанные с ускорением частиц и их последующей термализацией. Способы физической интерпретации всплесков также различны, как и наблюдаемые проявления всплесков, но в основном сводятся к магнитотормозному и плазменному механизмам излучения, перестройке магнитных полей и выделению магнитной энергии, расширению области энерговыделения, приводящий к появлению ускоренных частиц и ударных волн.

Моделирование магнитосфер солнечных активных областей включает два вида задач [65]:

- диагностику физических параметров, представляющих трехмерную структуру атмосферы активной области (распределение величины и направления магнитного поля, температуры и плотности плазмы, а также присутствие нетепловых частиц)
- исследование быстро-переменных физических процессов для отыскания источников нагрева короны, ускоряющих частицы (вспышки), производящие эжекции массы и др.

1.2 Обзор модельных расчетов радиоизлучения активных областей

Результаты наблюдений солнечных активных областей с высоким пространственным разрешением в микроволновом диапазоне на радиотелескопах PATAH-600, VLA, WSRT стимулировали развитие моделей излучения S -компоненты. Полученные за последнее десятилетие данные наблюдений спутников Yohkoh, SOHO, TRACE существенно дополнили представления о происходящих в активных областях физических процессах и поставили ряд новых задач.

Подробнее были изучены характеристики излучения радиоисточников, связанных с солнечными пятнами. Излучение пятенной компоненты было интерпретировано как гирорезонансное излучение в основном на первых четырех гармониках гирочастоты [3 – 9]. В дальнейшем

гирорезонансное излучение исследовалось и моделировалось многими авторами (например, [10 – 19]). В работах (Alissandrakis et al. [11]) и (Pallavicini et al., [12]) модельные расчеты основывались на наблюдениях с экстраполяцией потенциальных магнитных полей; обсуждались тормозной и магнитотормозной механизмы излучения. В [11] были рассчитаны двумерные карты полной интенсивности и поляризации на волне 6 см под двумя избранными углами 10° и 70° для пятна, наблюдавшегося на 6 см на WSRT. В работах Hildebrandt et al. [14], Kruger et. al [15], [20] представлены трехмерные модельные расчеты характеристик радиоизлучения пятна (в [20] также добавлены расчеты для флоккулярной компоненты) с учетом теплового тормозного и магнитотормозного механизмов и многошаговым (квазинепрерывным) решением уравнения переноса излучения. Использовалось высотное распределение концентрации и температуры электронов, основанные на физически самосогласованной для всех уровней модели солнечного пятна, выведенной Staude [21] из оптических и EUV наблюдений, и похожей на нее модели Lites и Skumanich [16]. Эта модель использовалась для фотосферных и хромосферных высот, для ее расширения в корону использовались предположение о бессиловом поле с постоянной α (где α определяется из уравнения $\nabla \times B = \alpha B$), гидростатическом равновесии и постоянном кондуктивном потоке F_c . В этих работах [14, 15, 20] выполнены более детальные численные расчеты, чем в предыдущих исследованиях, и более тщательно интегрировалось уравнение переноса.

White и Kundu [19] подробно обсуждали циклотронный механизм в применении к излучению активных областей. Рассчитывался спектр радиоизлучения пятна с использованием дипольной аппроксимации магнитного поля. Распределения концентрации N и температуры T электронов задавались на верхней и нижней границе области с экспоненциальным падением N и соответственным гидростатическому равновесию ростом T . Исследовались эффекты изменения наблюдательных характеристик излучения при изменении углов наблюдения и длины волны. В работе утверждается, что нет принципиальной разницы между простой дипольной моделью и реальной активной областью – это все игра с гирорезонансными уровнями (углом наблюдения) и температурной и плотностной структурой короны, которая определяет появление АО на микроволновых частотах. Обсуждались возможности универсального применения циклотронного механизма для измерения магнитных полей, диагностики

корональных токов, определения высоты источников.

Источники в виде корональных петель исследовались во многих работах, например [22 – 32].

Моделирование трехмерной структуры неспышечных петель активных областей Aschwanden et al. [31] основывали на модели теплового тормозного излучения петель активных областей. Использовались наблюдения SOHO, Yohkoh и VLA в диапазонах EUV, SXT и радиодиапазоне. Комбинированный анализ этих данных позволил определить электронную плотность $n(s)$ и температуру $T(s)$ вдоль петли длиной s , с учетом проекции вдоль луча зрения.

Тепловое радиоизлучение горячих корональных петель рассматривала также Злотник [33]. Кроме теплового тормозного излучения в этой работе учитывалось еще и циклотронное излучение. В петле считались повышенными температура и плотность электронов. Поле задавалось током, текущим вдоль оси, перпендикулярной петле, таким образом, что силовые линии, ограничивающие поверхность петли, представляли собой окружности. В такой модели магнитное поле не меняется вдоль силовых линий. В работе получены спектральные и поляризационные характеристики радиоизлучения горячих корональных петель в двух предельных случаях: плотная петля со слабым магнитным полем, где доминирует тормозное излучение, и петля с низкой плотностью и с большим магнитным полем, в которой основную роль играет циклотронное излучение. Alissandrakis et al. рассматривали особенности поляризационной структуры источников, эффекты взаимодействия волн в поперечном магнитном поле на примере наблюдений на РАТАН-600 [32]. В продолжение этой работы Злотник провела расчеты изменения знака поляризации в зависимости от частоты наблюдений и от гелиографической долготы петли [34].

В микроволновых всплесках ярко проявляется выделение энергии, происходящее во время солнечной вспышки. Согласно современным представлениям, излучение всплеска приходит от умеренно релятивистских электронов, которые ускоряются во время выделения энергии во вспышке и излучают в присутствии магнитного поля. Наблюдательные данные и теоретическое изучение всплесков позволяют получить информацию о различных процессах излучения и физических условиях в источнике всплеска. Наблюдения с высоким разрешением дают важную информацию о структуре источника, геометрии излучающей области и

помогают рассчитывать неоднородные модели, воспроизводящие различные наблюдательные характеристики излучения.

Ранние модели сантиметрового всплескового излучения (Takakura [35, 36], Ramaty [38]) уделяли большое внимание спектральным характеристикам излучения, которое предполагалось в большинстве случаев приходящим из однородной области. С появлением наблюдений с высоким разрешением внимание исследователей переключилось на пространственные характеристики излучения. Так, Kundu и Vlahos [39] показали, что модель с асимметричной петлей может объяснить преобладание одного знака круговой поляризации. Вопрос о структуре источника микроволнового всплеска в полной интенсивности (параметр Стокса I) для случая симметричной петли изучал Petrosian [23]. Им было сделано заключение, что источник может находиться в вершине петли, если функция распределения электронов достаточно изотропна и величина магнитного поля мало меняется от вершины петли к ногам.

Расчеты гиротронного излучения для всплывающей петли в радиоисточнике с переменным магнитным полем проводились в работах [24, 26, 27, 29, 30].

Alissandrakis и Preka-Papadema [24, 26, 27] моделировали магнитное поле всплывающей петли двумя вертикальными диполями. В петле имелись энергичные электроны 100-500 keV с однородной плотностью и тепловая плазма. Тепловая плазма в корональной части петли предполагалась изотермальной и находящейся в гидростатическом равновесии. Для короны вне петли предполагалась та же температурная модель, но электронная плотность по отношению к петле была снижена в 10 раз. Интенсивность излучения вычислялась интегрированием уравнения переноса для обыкновенной и необыкновенной мод, включая процессы гиротронного излучения, теплового циклотронного и теплового тормозного излучения. В [24] и [26] представлены результаты одномерных модельных расчетов излучения и поляризации всплывающей петли в диапазоне волн 2 – 20 см, для нескольких позиций петли между центром и лимбом. Учитывались эффекты распространения излучения через область с поперечным магнитным полем. В [27] рассчитывались двумерные модельные карты полной интенсивности I и круговой поляризации V , изменялся азимут петли, измеренный по отношению к направлению на лимб. Был сделан вывод, что на коротких волнах петля оптически тонкая и излучение приходит в основном из оснований петли, на длинных волнах

петля становится оптически толстой и излучение приходит от всей петли с максимумом вблизи вершины. Тот же эффект можно получить при изменении величины магнитного поля источника. Подобные результаты получили также Klein и Trotter [25].

Диагностика магнитного поля по инверсии знака круговой поляризации микроволнового излучения выполнялась во многих работах (например, [89, 11, 24, 41, 40, 42]). Проведенный анализ показал, что очень важно учитывать при интерпретации наблюдений эффекты распространения и взаимодействие волн, и соотносить знак круговой поляризации с полярностью магнитного поля на фотосфере можно только после тщательного учета этих эффектов.

1.3 Математико-физический инструментарий, использовавшийся при моделировании

1.3.1 Механизмы радиоизлучения

Выходящее из плазмы излучение складывается из следующих элементарных процессов (Железняков, [5]):

1.) тормозного излучения при близких соударениях электронов с ионами, т.е. в процессе свободно-свободных переходов электронов в кулоновском поле ионов,
2.) магнитотормозного излучения при винтовом движении заряженных частиц в магнитном поле,
3.) черенковского излучения при движении заряженных частиц со скоростью, превышающей фазовую скорость волн в среде,
4.) переходного излучения при движении в неоднородной плазме,
5.) излучение электронов при рекомбинациях (за счет свободно-связанных переходов) и монохроматического излучения (в процессе переходов между дискретными уровнями в атомах и молекулах).

Из перечисленных механизмов основную роль в теории солнечного микроволнового радиоизлучения играют тормозной и магнитотормозной механизмы. Кроме того, возможен существенный вклад плазменного механизма, если складываются благоприятные условия для эффективной

трансформации продольных плазменных волн, не имеющих возможности покинуть область излучения, в поперечные электромагнитные волны.

Роль переходного излучения в солнечных условиях будет незначительна прежде всего вследствие малых градиентов диэлектрической проницаемости в короне и хромосфере.

Эффекты, связанные с переходами свободных электронов на дискретные уровни атомов и с переходами между этими уровнями, практически не отражаются на общем балансе солнечного радиоизлучения по причине малой плотности слоев солнечной атмосферы.

В широком диапазоне ситуаций, возникающих в плазме солнечной короны и хромосферы, распределение излучающих частиц по скоростям может иметь как тепловой (максвелловский), так и нетепловой характер. Вследствие этого и рассматриваемые механизмы могут быть тепловыми или нетепловыми.

1.3.1.1 Тормозной механизм излучения

Излучение тепловых электронов при торможении в кулоновском поле ионов активно используется в теории солнечного радиоизлучения при интерпретации излучения спокойного Солнца, флоккул, корональных конденсаций.

Поглощение излучения электронами при столкновениях с ионами приводит к переходу электромагнитной энергии волны в энергию теплового движения плазмы, при этом интенсивность убывает вдоль луча, совпадающего с направлением групповой скорости по закону:

$$I_j \sim e^{-\tau} = e^{-\int \kappa_j dl} \quad (1.3.1)$$

где τ_j – оптическая толщина, κ_j – коэффициент поглощения, j – мода излучения.

В данной работе для расчета интенсивности теплового тормозного излучения были использованы полные формулы Железнякова и Злотник для коэффициента поглощения из-за соударений κ_j [5, 6].

При расчетах оказалось удобным выражать концентрацию N в 10^9 см, температуру T в 10^3 К, единицу измерения расстояний принять равной 10^9 см. Тогда формула для коэффициента тормозного поглощения имеет вид:

$$\kappa_j \approx \frac{1.041Q\lambda^2 N^2}{T^{3/2}n_j} \frac{\mp \sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta} [u \sin^2 \theta + 2(1-v)^2] - u \sin^4 \theta}{\mp \sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta} [2(1-v) - u \sin^2 \theta] \mp \sqrt{4u(1-v)^2 \cos^2 \theta + u^2 \sin^4 \theta}} \quad (1.3.2)$$

Здесь верхний знак ”минус” соответствует необыкновенной волне ($j = 1$), а нижний знак ”плюс” — обыкновенной волне. λ — длина волны, θ — угол между направлением распространения волны и магнитным полем, $u = \frac{\omega_H^2}{\omega}$, ω_H — гирочастота электрона, $\omega = 2\pi c/\lambda$, c — скорость света, $v = \frac{\omega_L^2}{\omega}$, ω_L — собственная частота плазмы. Параметр Q — зависит от температуры следующим образом:

$$Q = \ln \frac{220T}{N^{1/3}} T < 3 \times 10^5 K \quad (1.3.3)$$

$$Q = \ln \frac{10^3 T^{2/3}}{N^{1/3}} T > 3 \times 10^5 K \quad (1.3.4)$$

Показатели преломления n_1 и n_2 необыкновенной и обыкновенной волн, которые могут распространяться в однородной магнитоактивной плазме (и в неоднородной — в приближении геометрической оптики), без учета теплового движения определялись выражением [5]:

$$n_j^2 = 1 - \frac{2v(1-v)}{2(1-v) - u \sin^2 \theta \mp \sqrt{u^2 \sin^4 \theta + 4u(1-v)^2 \cos^2 \theta}} \quad (1.3.5)$$

1.3.1.2 Магнитотормозное излучение слабoreлятивистских электронов

Излучение электронов, возникающее из-за их вращения вокруг силовых линий магнитного поля, играет важную роль в радиоизлучении источников, находящихся в сильных и умеренных магнитных полях. На сантиметровых волнах и вблизи максимума спектра ($\lambda \sim 5 - 10$ см) для источников над солнечными пятнами магнитотормозное излучение слабoreлятивистских электронов в магнитном поле становится основным. Магнитотормозное излучение активно проявляется и в дециметровом диапазоне, иногда принимая нетепловой характер. В этом параграфе приведены полные формулы для расчета оптической толщины гирорезонансных слоев магнитотормозного излучения слабoreлятивистских электронов [5]. Будем считать параметр $\beta_T = v_T/c$, выражающей отношение тепловой скорости электронов к скорости света настолько малым, что

$$\beta_T^2 \ll 1 \quad n_j \beta_T \ll 1 \quad \beta_T \left| \frac{\omega \partial n_j}{\partial \omega} \right| \ll 1 \quad (1.3.6)$$

$$s \beta_T n_j |\sin \theta| \ll 1 \quad 2 n_j |\cos \theta| \gg \beta_T \quad (1.3.7)$$

где s - номер гармоники.

Совокупность этих неравенств обеспечивает циклотронный характер излучения электрона в магнитоактивной плазме. Частота циклотронного излучения близка к $s\omega_B$. Спектр эффективно поглощаемых частот образует ряд дискретных линий с центрами на частоте $\omega = s\omega_B$. При этом следует учесть, что если в однородном магнитном поле спектр циклотронного поглощения состоит из последовательности отдельных линий на частотах $\omega \approx s\omega_B$, то в достаточно неоднородном поле спектр поглощения сглаживается. При этом циклотронное поглощение (и излучение) на данной частоте ω будет происходить не во всем объеме, занятом плазмой, а в локальных слоях, где величина магнитного поля B_0 удовлетворяет соотношению

$$\omega \approx s\omega_B = \frac{seB_0}{m_e c} \quad (1.3.8)$$

где e , m_e - заряд и масса электрона.

Оптическая толщина такого гирорезонансного слоя τ_{js} для $s \geq 2$ при соблюдении условий 1.3.6, 1.3.7, $v \ll 1$, n_j , $\cos \theta \approx 1$ принимает вид [5]:

$$\tau_{js} \approx \frac{s 2s}{2^s s!} \frac{\pi e^2}{m_e c^2} \beta_i^{2s-2} L_B N \lambda \sin^{2s-2} \theta \frac{(\sqrt{u} \sin^2 \theta + 2 \cos^2 \theta \pm \sqrt{u \sin^4 \theta + 4 \cos^2 \theta})}{u \sin^4 \theta \pm \sqrt{u} \sin^2 \theta \sqrt{u \sin^4 \theta + 4 \cos^2 \theta} + 4 \cos^2 u} \quad (1.3.9)$$

По порядку величины была использована следующая оценка для оптической толщины излучения обыкновенной волны на основной гармонике [5]:

$$\tau_{21} \sim \pi \frac{\omega}{c} \beta_T^2 \sin^4 \theta \frac{(1 + 2 \cos^2 \theta)^2}{1 + \cos^2 \theta} L_B \quad (1.3.10)$$

Эта оценка имеет место в крыльях линии поглощения, при не слишком малых v , когда выполнен критерий $v \gg \beta_T |\cos \theta|$.

Уровень отражения необыкновенной волны лежит выше гирорезонансного уровня, соответствующего первой гармонике, поэтому выражение оптической толщины излучения необыкновенной волны на основной гармонике здесь не рассматривается.

В расчете эффективной температуры излучения учитывался вклад излучения с трех гирорезонансных уровней, с учетом соответствующего поглощения излучения нижележащих gyroуровней на gyroуровнях, расположенных выше [6]:

$$T_{eff1} = T_{eff2}(1 - \exp^{-\tau_{1,2}}) \exp^{-\tau_{1,3}-\tau_{1,4}} + T_{eff3}(1 - \exp^{-\tau_{1,3}}) \exp^{-\tau_{1,4}} + T_{eff4}(1 - \exp^{-\tau_{1,4}}) \quad (1.3.11)$$

$$T_{eff2} = T_{eff1}(1 - \exp^{-\tau_{2,1}}) \exp^{-\tau_{2,2}-\tau_{2,3}} + T_{eff2}(1 - \exp^{-\tau_{2,2}}) \exp^{-\tau_{2,3}} + T_{eff3}(1 - \exp^{-\tau_{2,3}}) \quad (1.3.12)$$

В уравнениях (1.3.11), (1.3.12) первый индекс означает моду излучения, второй индекс - номер gyroуровня.

1.3.1.3 Магнитотормозное излучение тепловых умеренно-релятивистских электронов

Гиротронное излучение тепловых умеренно-релятивистских электронов представляет несомненный интерес для исследования солнечного радиоизлучения, как при разработке моделей солнечных микроволновых всплесков, так и при изучении долгоживущих областей повышенного радиоизлучения, находящихся в относительно слабом магнитном поле.

Умеренно-релятивистские электроны с энергиями примерно от нескольких десятков кэВ до нескольких мэВ в условиях солнечной плазмы излучают в основном между 10 и 100 гармониками гирочастоты. Этот режим ограничивается двумя пределами – циклотронным и синхротронным, каждый из которых позволяет вывести относительно простые аналитические приближенные формулы. Полные формулы для гироманнитного излучения включают функции Бесселя, которые в циклотронном и синхротронном пределах аппроксимируются главными членами при разложении в степенной ряд и функциями Эйри соответственно. Трубкин [77] ввел приближение Карлини для бесселевых функций для умеренно релятивистского режима и вывел относительно простые аналитические формулы для излучения перпендикулярно магнитным силовым линиям ($\theta = 1/2\pi$) в вакууме. Однако точные расчеты для гирорезонансного излучения при $\theta \neq 1/2\pi$ в плазме основывались на численных вычислениях Ramaty [38] и Takakura [36], где бесселевы функции считались точно. Petrosian [78] вывел относительно простые выражения, используя аппроксимацию Карлини. Его способ включает оценку интегралов

по пич-углу и энергии для распределения электронов с помощью метода крутых спусков (steepest descents). В настоящей работе для вычислений будет использоваться слегка модифицированная версия выражения для необыкновенной моды излучения, выведенного Петросяном для тепловых умеренно-релятивистских электронов, данная в работе Dulk и Marsh [80]. Выражение для соотношения $\frac{\kappa_\nu B}{N}$ между коэффициентом поглощения κ_ν , величиной магнитного поля B и концентрацией электронов N , позволяющего по двум известным величинам найти третью, имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \frac{\kappa_\nu B}{N} \approx 4.2 \cdot 10^{-9} (\sin \theta)^{-1} \left(1 + \frac{2 \cot^2 \theta}{\gamma_0^2} \right) \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^{-2} \left(1 + \frac{15kT}{8mc^2} \right)^{-1} (\gamma_0^2 - 1) \times \\ \times (3\gamma_0^2 - 1)^{-1/2} \left(\frac{\gamma}{\gamma_B} \right)^{-3/2} \exp \left[-\frac{(\gamma_0 - 1)mc^2}{kT} \right] Z_{max}^{2\mu}(t_0) \end{aligned} \quad (1.3.13)$$

где κ_ν – коэффициент поглощения, B – величина магнитного поля, N – концентрация электронов, T – кинетическая температура электронов, k – постоянная Больцмана.

$$\gamma_0^2 = 1 + 2 \frac{kT}{mc^2} \frac{\gamma}{\gamma_B} (1 + 4.5 \frac{kT}{mc^2} \frac{\gamma}{\gamma_B} \sin^2 \theta)^{-1/3}, \quad (1.3.14)$$

$$t_0^2 = (\gamma_0^2 - 1) \sin^2 \theta, \quad (1.3.15)$$

$$\mu = \frac{1 + t_0^2}{\gamma_0} \frac{\gamma}{\gamma_0}, \quad (1.3.16)$$

$$Z_{max}(t_0) = \frac{t_0 \exp(1 + t_0)^{-1/2}}{1 + (1 + t_0^2)^{1/2}}, \quad (1.3.17)$$

θ – угол между силовыми линиями магнитного поля и направлением распространения излучения.

Для степени круговой поляризации использовалось выведенное в той же работе [80] (учтена поправка Dulk [81]) эмпирическое выражение ($\tau_\nu \ll 1$):

$$r_c \approx 13.1 T^{-0.138} 10^{0.231 \cos \theta - 0.219 \cos^2 \theta} \left(\frac{\gamma}{\gamma_0} \right)^{-0.782 + 0.545 \cos \theta} \quad (1.3.18)$$

Точность приближенных вычислений в диапазоне гармоник $\frac{\gamma}{\gamma_0} = 10 \div 100$, $\theta = 20 \div 80^\circ$ и $T \approx 10^7 \div 10^9$ К составляет не менее 26%. Приближенные значения коэффициента поглощения расходятся с точными значениями не более, чем в 2 раза, в то время как сами значения изменяются на 20 порядков.

1.3.1.4 Магнитотормозное излучение нетепловых умеренно-релятивистских электронов

Будем рассматривать плазму, в которой излучающие электроны имеют изотропное распределение по пич-углам и степенной закон распределения по энергии:

$$n(E) = KE^{-\delta}, \quad (1.3.19)$$

где K связано с N , числом электронов на см^3 с энергией $E > E_0$, соотношением:

$$K = (\delta - 1)E_0^{\delta-1}N. \quad (1.3.20)$$

Будем считать нижний предел энергии $E_0 = 10$ кЭВ $= 1.6 \cdot 10^9$ эрг. В работе использованы приближенные формулы [80], выведенные Dulk и Marsh эмпирическим путем в соответствии с численными расчетами по формулам для гиротронного излучения и поглощения, данным Takakura и Scalise [37] и Takakura [36]. Эти формулы применимы для среды, в которой отклонениями коэффициента преломления от единицы можно пренебречь в частности, когда эффект Разина незначителен.

Выражение для соотношения $\frac{\kappa_\nu B}{N}$ имеет следующий вид [80]:

$$\frac{\kappa_\nu B}{N} \approx 1.4 \times 10^{-9} 10^{-0.22\delta} (\sin \theta)^{-0.09+0.72\delta} \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{-1.30-0.98\delta} \quad (1.3.21)$$

Выражение для эффективной температуры [80]:

$$T_{eff} \approx 2.2 \times 10^9 10^{-0.31\delta} (\sin \theta)^{-0.36-0.06\delta} \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^{0.50+0.085\delta} \quad (1.3.22)$$

Выражения (1.3.21) и (1.3.22) применимы для гармоник $\frac{\gamma}{\gamma_0} \geq 10$; $2 \leq \delta \leq 7$, $\theta \geq 20^\circ$, для необыкновенной моды излучения. Степень поляризации, с учетом поправки в [81] находится по следующей формуле ($\tau_\nu \ll 1$):

$$r_c \approx 1.26 \times 100.035 \delta 10^{-0.071 \cos \theta} \frac{\gamma}{\gamma_0}^{-0.782+0.545 \cos \theta} \quad (1.3.23)$$

Для диапазона δ и $\frac{\gamma}{\gamma_0}$, представляющего наибольший интерес, приближение дает точность в основном не хуже 26%, но вне этого диапазона ошибка быстро увеличивается при $\delta \geq 6$ и при больших θ .

В работе [67] Kusera et al. предложили модификацию формул (1.3.21) и (1.3.22) – сделана попытка расширить диапазон их применимости в сторону низких гармоник (до $\frac{\gamma}{\gamma_0} = 2$). Так, для гармоник, больших s_c – некоторой критической гармоники, формула (1.3.21) остается в силе, но для $s < s_c$ (низкие гармоники) выводится новое приближение, полученное сглаживанием параметрических величин, найденных численно на основе формул Ramaty [38], дополненных поправками Петросяна [78]: при $s < s_c$

$$\frac{\kappa_\nu B}{N} \approx 1.4 \times 10^{-9} 10^{-0.22\delta} (\sin \theta)^{-0.09+0.72\delta} s_c^{7.7+2\delta} \left(\frac{\gamma}{\gamma_0}\right)^{-9-3\delta} \quad (1.3.24)$$

$$s_c = -1 + 1.5\delta \quad (1.3.25)$$

Вычисление проводилось с интегрированием по континууму циклотронных гармоник вместо суммирования по отдельным гармоникам. Поэтому в вычисленных кривых отсутствуют особенности, связанные с отдельными гармониками.

Следует заметить, что в работе [67] замечены опечатки – в частности, кривая значений для излучательной способности η (η/BN), построенная по предложенным формулам, имеет скачок при переходе через s_c . Для получения кривой, сходной с приводимой в работе, необходимо заменить степень при s_c (например, если взять $s_c^{-6.98+3.35\delta}$, – тогда полученная зависимость будет иметь вид как на рис.6 в статье [67]).

1.3.2 Уравнение переноса излучения

Уравнение переноса для интенсивности излучения вдоль луча в однородной среде для каждой моды излучения имеет вид (Железняков, [5]):

$$\frac{dI_\nu}{dl} = \eta_\nu - \kappa_\nu I_\nu \quad (1.3.26)$$

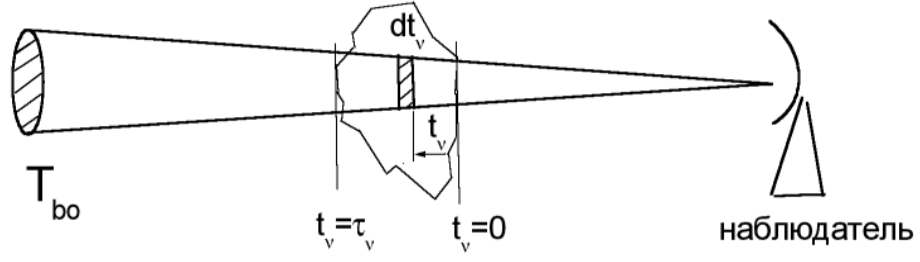


Рис. 1.3.1. Схематическое изображение излучающей области

в котором dl – элемент длины вдоль направления вектора групповой скорости (вдоль луча), I_ν – спектральная интенсивность излучения, η_ν – излучательная способность, κ_ν – коэффициент поглощения.

В радиодиапазоне выполняется закон Релея-Джинса:

$$I_\nu = \frac{kT_b\nu^2}{c^2} \quad (1.3.27)$$

k – постоянная Больцмана, c – скорость света.

Для функции источников $J_\nu = \frac{\eta_\nu}{\kappa_\nu}$ имеем:

$$J_\nu = \frac{kT_{eff}\nu^2}{c^2} \quad (1.3.28)$$

Рассмотрим источник с геометрией, иллюстрированной на рис. (1.3.1).

Удобно записать уравнение (1.3.26) для яркостной температуры T_b и эффективной температуры T_{eff} :

$$\frac{dT_b}{d\tau_\nu} = -T_b + T_{eff} \quad (1.3.29)$$

где оптическая плотность τ_ν находится интегрированием коэффициента поглощения κ_ν вдоль луча:

$$\tau_\nu = \int_0^l dl \quad (1.3.30)$$

Проинтегрировав уравнение (1.3.29), получим

$$T_b = \int_0^{\tau_\nu} T_{eff} e^{-t_\nu} dt_\nu + T_{bo} e^{-\tau_\nu} \quad (1.3.31)$$

Уравнения (1.3.30) и (1.3.31) были использованы при проведении расчетов. Для того, чтобы учесть совместное действие нескольких (до трех) механизмов излучения, коэффициент поглощения κ рассчитывался как сумма коэффициентов поглощения κ_1 , κ_2 , κ_3 каждого из механизмов:

$$\kappa_\nu = \kappa_{\nu 1} + \kappa_{\nu 2} + \kappa_{\nu 3} \quad (1.3.32)$$

Для тепловой среды эффективная температура излучения равняется кинетической температуре электронов, но для нетеплового распределения электронов (не максвелловского) эффективная температура является функцией частоты и моды. Для источников, в которых среди тепловых электронов имелась нетепловая добавка, эффективные температуры T_{eff1} , T_{eff2} и T_{eff3} для разных механизмов различались, и в уравнение (1.3.31) подставлялось следующее значение "средневзвешенной" эффективной температуры:

$$T_{eff} = k \frac{\nu^2 \eta_\nu}{c^2 \kappa_\nu} = k \frac{\nu^2 \eta_{\nu 1} + \eta_{\nu 2} + \eta_{\nu 3}}{c^2 \kappa_{\nu 1} + \kappa_{\nu 2} + \kappa_{\nu 3}} = \frac{T_{eff1} \kappa_{\nu 1} + T_{eff2} \kappa_{\nu 2} + T_{eff3} \kappa_{\nu 3}}{\kappa_{\nu 1} + \kappa_{\nu 2} + \kappa_{\nu 3}} \quad (1.3.33)$$

Интегрирование уравнения переноса выполнялось до выполнения ограничения по оптической плотности ($\tau = 20$).

1.3.3 Влияние эффектов рассеяния на спектр и направленность радиоизлучения

Перенос излучения в плоскостой атмосфере с коэффициентом поглощения μ , коэффициентом рассеяния σ и индикатрисой рассеяния $x(\gamma)$ описывается следующим уравнением переноса излучения (Соболев, [43]):

$$\cos\theta \frac{dI(\tau, \theta)}{d\tau} = I(\tau, \theta) - \frac{\sigma}{\mu + \sigma} \int I(\tau, \theta) x(\gamma) \frac{d\Omega}{4\pi} - \frac{\mu}{\mu + \sigma} I_0(\tau) \quad (1.3.34)$$

Здесь $I(\tau, \theta)$ - интенсивность радиации на оптической глубине τ и углом θ между направлением распространения излучения и направлением на наблюдателя, $I_0(\tau) = \epsilon/\mu$, ϵ - коэффициент излучения, $d\Omega$ - элемент телесного угла, $d\tau = -(\mu + \sigma)dr$, координата r направлена наружу к наблюдателю, а $\tau = \int_r^\infty (\mu + \sigma)dr$ - вглубь атмосферы. Очевидно, что

$\tau = \tau_\mu + \tau_\sigma$, где τ_μ оптическая толщина по чистому поглощению, а τ_σ - по чистому рассеянию.

В случае однородного слоя $\epsilon, \mu, \sigma = \text{const}$ толщиной l и при условиях на наружной границе $I(0, \pi) = I_2$, а на внутренней границе $I(\tau, 0) = I_1$ методом Шварцшильда-Шустера [43] можно получить точное решение уравнения (1.3.34), которое при сферической индикатрисе рассеяния $x(\gamma)$ имеет вид (Коржавин, [44]):

$$I = I_1 4\beta e^{-\alpha}/q + I_2(1 - \beta^2)(1 - e^{-2\alpha})/q + 2I_0[\beta(1 - e^{-\alpha})](1 + \beta - (1 - \beta)e^{-\alpha})/q \quad (1.3.35)$$

Здесь $\alpha = \sqrt{\tau_\mu(\tau_\mu + \tau_\sigma)} = l\sqrt{\mu(\mu + \sigma)}$, $\beta = \sqrt{\tau_\mu/(\tau_\mu + \tau_\sigma)} = \sqrt{\mu/(\mu + \sigma)}$, $q = (1 + \beta)^2 - (1 - \beta)^2 e^{-2\alpha}$. Коэффициент при I_1 описывает диффузное пропускание слоя, а при I_2 - диффузное отражение от слоя. Коэффициент при I_0 описывает собственное излучение слоя. Квадратными скобками в формуле (1.3.35) выделен член, определяющий основное изменение коэффициента при I_0 .

Отметим, что при $\sigma \ll \mu$ формула (1.3.35) переходит в обычное решение:

$$I = I_1 e^{-\tau_\mu} + I_0(1 - e^{-\tau_\mu}) \quad (1.3.36)$$

Выходящее из слоя в направлении к наблюдателю излучение I существенно изменяется при $\tau_\sigma \gg \tau_\mu$, при этом в формуле (1.3.35) $\alpha \simeq \sqrt{\tau_\mu \tau_\sigma}$, $\beta \simeq \sqrt{\tau_\mu/\tau_\sigma} \ll 1$. Будем считать, что падающее на слой излучение со стороны наблюдателя несущественно, т.е. $I_2 = 0$, а оптическая толщина слоя по чистому рассеянию $\tau_\sigma > 1$. Тогда в случае, когда $\alpha \ll 1$ (1.3.35) сводится к:

$$I = I_1/(1 + \tau_\sigma/2) + I_0 \tau_\mu \quad (1.3.37)$$

Как видно из (1.3.37) проходящее через слой излучение I_1 ослабляется пропорционально его оптической толще по чистому рассеянию τ_σ , на собственное излучение слоя рассеяние никак не влияет. В этом случае также должно происходить сильное размазывание (увеличение размеров) источников излучения I_1 (Каплан, Цытович, [45]). И этот эффект может быть гораздо более сильным, чем влияние межпланетной среды (Bastian, [46]). Так, например, увеличение видимых размеров источников солнечных микроволновых спайков по мере их удаления от центра солнечного

диска и приближения к лимбу Алтынцев и др. [47] связывают с влиянием рассеяния.

В случае, когда $\alpha \gg 1$, (1.3.35) сводится к:

$$I = 2I_0\beta \quad (1.3.38)$$

Так как в этом случае $\beta = \sqrt{\tau_\mu/\tau_\sigma} \ll 1$, то происходит существенное ослабление собственного излучения слоя из-за процессов рассеяния в нем самом. Очевидно, при $\alpha = 1 = \sqrt{\tau_\mu\tau_\sigma}$, должны существенно меняться спектральные характеристики собственного излучения слоя.

Решения уравнения переноса излучения (1.3.34) в простейшем случае однородного слоя ((1.3.36), (1.3.37), (1.3.38)) хорошо известны и описаны, например, Железняковым [48]. Цытович и Каплан [49] обратили внимание на то, что в турбулизованной плазме в радиодиапазоне должно происходить мощное рассеяние радиоволн на волнах плазменной турбулентности, они же привели выражения для коэффициентов рассеяния радиоволн на различных типах волн плазменной турбулентности.

При распространении радиоволн (t) в турбулентной плазме происходит их взаимодействие с различными типами плазменных волн (l), в частности, нелинейные процессы слияний и распадов $t = t' \pm l$, что приводит к изменению частоты и направления распространения радиоизлучения. В интересующем нас случае, когда частоты радиоволн много больше частот плазменной турбулентности, изменение частоты при рассеянии мало, но изменение направления волнового вектора при этом может быть и большим, так как волновые числа радиоволн могут быть сравнимыми и даже меньшими, чем волновые числа плазменной турбулентности. Это может приводить к увеличению углового разброса направленного излучения при прохождении через турбулентную плазму и, следовательно, к росту угловых размеров радиоисточника [49], [45].

Для примера приведем формулы для коэффициента рассеяния σ_l радиоволн на ленгмюровской турбулентности:

$$\sigma_l = 1.2 \cdot 10^{-28} \lambda^4 N_e^{5/2} T_e^{-1/2} \frac{W_l}{W_{th}} \quad (1.3.39)$$

в диапазоне волн $\lambda < \lambda_0 = 4\pi D_e$, где D_e - дебаевский радиус; W_l – плотность энергии ленгмюровских пульсаций, $W_{th} = 1.38 \cdot 10^{-16} N_e T_e$ эрг/см³ – плотность тепловой энергии плазмы;

$$\sigma_l = 6.5 \cdot 10^{-21} N_e^{1/2} T_e^{3/2} \frac{W_l}{W_{th}} \quad (1.3.40)$$

на волнах $\lambda > \lambda_0 cm$.

Если коэффициент рассеяния имеет зависимость от длины волны $\sigma \sim \lambda^{\nu_p}$, то при условии $\alpha \gg 1$ из уравнения (1.3.38) следует, что спектральный индекс интенсивности I_0 собственного излучения рассеивающего слоя понижается на величину $(1 + \nu_p/2)$. Это может, в частности, быть одной из причин завала спектра на длинных волнах (Коржавин, [44], [69]). Значение λ_{cr} , где происходит излом спектра, определяется условием $\alpha = 1 = \sqrt{\tau_\mu \tau_\sigma}$, так что значение λ_{cr} может быть $\lambda_{cr} \ll \lambda_{cr,\mu}$, где $\lambda_{cr,\mu}$ соответствует $\tau_\mu = \mu l = 1$.

Цытович и Каплан [49] показали, что при плотностях энергии плазменной турбулентности, превышающих $(10^{-7} - 10^{-5})W_{th}$ коэффициент рассеяния σ радиоволн сантиметрового и дециметрового диапазонов оказывается больше, чем коэффициент поглощения μ , что может привести к существенному искажению спектра генерируемого в этих областях излучения как тепловыми, так и нетепловыми механизмами. Возбуждение плазменной турбулентности здесь можно связывать как с проблемой нагрева этих областей, например, в процессе диссипации либо энергии волн конвективного шума, либо энергии магнитного поля, так и с проблемой ускорения частиц до высоких энергий, квазистационарное существование которых необходимо для объяснения нетеплового характера спектра деталей локальных источников типа "гало". Излучение низкорасположенных пятенных и пекулярных источников часто наблюдается сквозь полупрозрачную среду гало. Как было указано Коржавиным [44], ослабление интенсивности излучения этих источников будет происходить по-разному в зависимости от наличия или отсутствия рассеяния в вышерасположенной плазменной среде. В зависимости от рассеяния также могут увеличиваться видимые угловые размеры источников.

1.3.4 Инверсия знака круговой поляризации при распространении через область с поперечным магнитным полем

Явление инверсии знака круговой поляризации было открыто практически одновременно с самой S-компонентой (Piddington и Minnett [70]). Как было показано более поздними наблюдениями (в основном с умеренным пространственным разрешением) Tanaka и Kakinuma [71], Петеро-

вой и Ахмедовым [72], Максимовым и Бакуниной [73], этот эффект наблюдается у большинства ($> 50\%$) локальных источников S-компоненты (л.п.) Если учесть, что смена знака поляризации также часто отмечается и в излучении всплесков (Tanaka и Kakinuma [74], Kruger [75]), то надо признать, что это явление можно считать одним из наиболее характерных свойств солнечного радиоизлучения.

Известно, что обыкновенная и необыкновенная моды волн, которые излучаются тепловой плазмой или ансамблем умеренно релятивистских электронов в общем случае имеют эллиптическую поляризацию (Железняков [5], Kundu [99]). В области образования излучения знак поляризованной по кругу части волны соответствует знаку продольной компоненты магнитного поля. Важным вопросом является, сохраняется ли знак круговой поляризации до того как волна достигнет наблюдателя и можно ли в связи с этим определять полярность магнитного поля источника на основе наблюдений круговой поляризации. Эффекты распространения волн и учет инверсии знака поляризации при распространении излучения через QT-область изучались многими авторами [76, 83, 89, 24, 84] результат зависит от степени взаимодействия между двумя модами. В случае слабого взаимодействия каждая мода распространяется независимо от другой и ее поляризация в каждой точке на пути распространения зависит от условий в этой точке. При пересечении области с поперечным магнитным полем (QT- области) знак круговой поляризации инвертируется из-за инверсии знака продольной компоненты поля. Наоборот, если волна пересекает QT-область при условиях сильного взаимодействия, то знак круговой поляризации сохраняется. Взаимодействие является сильным для частот, больших критической частоты [83]:

$$f_c \approx (2 \cdot 10^{17} N B_0^3 \frac{1}{|\frac{d\theta}{dz}|})^{1/4} \quad (1.3.41)$$

1.3.5 Распределение электронной концентрации и температуры в атмосфере активной области

Распределение электронной концентрации и температуры зависят от типа источника излучения и от высоты его расположения. Для источников, находящихся в переходной зоне (от хромосферы к короне) изменение концентрации и температуры с высотой весьма ощутимо, и задаваемое распределение сильно влияет на величину и характер рассчитываемого

радиоизлучения. В то же время для корональных источников концентрацию N и температуру T электронов в пределах источника часто в первом приближении можно считать постоянными.

При моделировании радиоизлучения пятенных и флоккулярных источников интерес представляет распределение N и T в хромосфере. Зависимости N и T от высоты определяются из анализа интенсивности эмиссионных линий; результаты разных авторов сильно отличаются один от другого. Наибольшей неопределенностью страдают значения N и T в верхней хромосфере, т.е. фактически в переходной области от хромосферы к короне.

В общем из оптических наблюдений следует, что электронная концентрация убывает, а кинетическая температура повышается с высотой, начиная от значений $N \sim 10^{12}$ эл/см³ и $T \sim 4400$ К в нижней хромосфере. При этом степень ионизации хромосферной материи, состоящей в основном из водорода, быстро увеличивается вместе с температурой по мере удаления от фотосферы, начиная с $\sim 10^{-4}$ на уровне $h = 0$ и приближаясь к единице на высотах $h \geq 6 \cdot 10^3$ км. Сравнительно медленное повышение температуры в нижней хромосфере сменяется весьма быстрым ростом в ее верхних слоях.

На высотах $h \sim 2 \cdot 10^4$ км температура становится сравнима с 10^6 К, а электронная концентрация – с $5 \cdot 10^8$ эл/см³, т.е. с величинами, характерными для нижней короны.

Сведения о температуре и плотности короны дают оптические, радиоастрономические и рентгеновские исследования ее излучения в непрерывном спектре и в эмиссионных линиях.

Поскольку значения электронной концентрации зависят от фазы солнечной активности, различны на разных широтах и в значительной степени определяются структурными особенностями короны во время наблюдений, величины N , указываемые разными авторами, не совпадают между собой. В целом, однако, результаты получаются более близкие, чем для хромосферы, и имеют большую степень достоверности. Таким образом, задаваемое при моделировании распределение N меняется в зависимости от типа и особенностей конкретного источника.

Кинетическая температура в короне слабо меняется с высотой, оставаясь близкой к 10^6 К во внутренних областях короны и, по-видимому, повышается в несколько раз в слоях, расположенных над центрами активности. Во внешних слоях короны температура должна уменьшаться,

Таблица 1.3.1. усредненные по диску яркостные температуры, соответствующие потокам спокойного Солнца

λ, cm	T_b, K
2.0	10 500
2.3	11 000
2.7	11 700
3.2	12 700
4.0	13 800
8.2	24 100
11.7	33 200
20.7	78 300
31.6	171 300

приближаясь постепенно к температуре межпланетной среды ($\sim 10^4 \text{ K}$).

При модельных расчетах радиоизлучения пятенных источников за основу распределений N и T была взята модель из работы Злотник [6], в которой, в свою очередь, имеются ссылки на работы Ньюкирка [50] и де Ягера [51]. В этой модели считается, что активная область с повышенной электронной концентрацией имеет форму конуса с вершиной в центре Солнца и раствором 25° . На высотах $h > 10^4 \text{ км}$ концентрация превышает значения Ньюкирка в три раза, будучи примерно в шесть раз больше электронной концентрации в невозмущенной короне. В хромосфере ход концентрации соответствует ”рабочей модели” де Ягера.

Распределение кинетической температуры по высоте близко к распределению $T(h)$ в межспиккулярном пространстве в модели де Ягера, отличающаяся от него несколько более быстрым ростом T в верхних слоях хромосферы. Температура активной короны принята равной $2 \times 10^6 \text{ K}$. Ход $T(h)$ считается одинаковым для активных и невозмущенных областей. Тонкая структура хромосферы – наличие холодных спикул, вкрапленных в горячий газ, – не принималась во внимание, поскольку в верхней хромосфере, которая наряду с короной дает вклад в медленно-меняющееся радиоизлучение, относительная площадь спикул мала.

При модельных расчетах радиоизлучения источников типа магнитной петли, заполненной либо только тепловыми электронами, либо еще

с некоторой добавкой нетепловых электронов, значения T и N считались постоянными. Величины их могут быть определены приблизительно из рентгеновских наблюдений. При таком способе задания T и N источника необходим дополнительный учет вклада в излучение потока спокойного Солнца. Для учета этого вклада в расчетах использовался спектр яркостных температур спокойного Солнца (табл. 1.3.1), построенный Боровик [52]. При моделировании мы старались уменьшить число свободных параметров. Так, чтобы уменьшить произвол в задании концентрации и температуры электронов, мы искали способ ввести связь между этими двумя величинами. В работах [54, 55] Реймерсом была показана возможность однопараметрического описания для активных областей. Параметром является поток механической энергии волн конвективного шума F_m , диссипация которого и определяет нагрев этих областей. При достаточно общих предположениях о физических условиях в солнечной атмосфере и с учетом ее некоторых наблюдаемых характеристик были получены теоретические соотношения, связывающие повышенные значения температуры T_e^a и плотности N_e^a в активных областях с соответствующими величинами $T_e^q = 1.4 \cdot 10^6 K$ и $N_e^q = 1.7 \cdot 10^8$ спокойной атмосферы в зависимости от отношения F_m^a/F_m^q :

$$\frac{N_e^a}{N_e^q} = \left(\frac{F_m^a}{F_m^q} \right)^{\frac{5}{7}} \quad (1.3.42)$$

$$\frac{T_e^a}{T_e^q} = \left(\frac{F_m^a}{F_m^q} \right)^{\frac{2}{7}} \quad (1.3.43)$$

Следствием этих формул является следующая связь:

$$\frac{N_e^a}{N_e^q} = \left(\frac{T_e^a}{T_e^q} \right)^{\frac{5}{2}} \quad (1.3.44)$$

Справедливость этих теоретических соотношений в [54, 55], была показана по материалам наблюдений в оптическом, радио, ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах и подтверждена другими авторами [56]. В моделях для описания активной атмосферы для непятенных источников нами обычно использовались формулы (1.3.42 – 1.3.44).

1.3.6 Модель распределения магнитного поля

Все расчеты характеристик излучения сильно зависят от принимаемого распределения вводимых плазменных параметров – температуры,

концентрации и магнитного поля. Особенную роль играет модель магнитного поля, потому что положения гирорезонансных уровней излучения, а следовательно оптическая толщина гирорезонансного излучения и поляризационные эффекты очень чувствительны к магнитному полю. В некоторых работах используются фотосферные измерения для экстраполяции магнитных полей в корону. Такие расчеты связаны с дополнительными предположениями о наличии либо отсутствии электрических токов, о степени закрученности магнитных силовых линий и пр. В результате экстраполяции получается довольно сложная и запутанная картина распределения магнитного поля, которая может завуалировать некоторые тонкие эффекты, связанные с механизмами излучения. К тому же такой подход возможен только при исследовании единичной реальной активной области. Для изучения общих свойств некоторого класса объектов удобнее использовать более универсальную и простую модель магнитного поля в дипольном приближении, которая использовалась многими авторами как для источников, связанных с пятнами, так и для корональных петель (источники типа "гало").

В данной работе магнитное поле задавалось в дипольном приближении. В случае пятенных источников каждому отдельному пятну соответствовал погруженный под фотосферу вертикальный диполь. Для источников типа "гало" магнитная ловушка создавалась силовыми линиями, соединяющими два разнополярных диполя. Модель структуры магнитного поля, представленная дипольной аппроксимацией, задавалась двумя параметрами: величиной магнитного поля в центре пятна (или условного источника над местом погружения диполя) на уровне фотосферы, что находится из спектральных наблюдений эффекта Зеемана, и глубиной погружения диполя под фотосферу. Последний параметр задает градиент магнитного поля с высотой, что позволяет связать его с зависимостью размеров источника от длин волн, генерируемых на разных высотах.

Чтобы найти распределение магнитного поля петли с током, можно воспользоваться, например, методом векторного потенциала и уравнениями Максвелла для магнитостатики. Если размерами петли можно пренебречь по сравнению с расстояниями, на которых нас интересуют поля, то такая петля будет представлять собой "магнитный диполь". Формулы для дипольного распределения можно найти, например, в монографии Остера [53]. Рассмотрим прямоугольную систему координат с центром координат в центре петли с током I , плоскостью (x, y) , касательной к

фотосфере, и осью z , направленной вдоль оси петли. Тогда проекции вектора магнитного поля B на оси координат задаются следующим способом:

$$B_x = \frac{\pi I}{c} a^2 \frac{3xz}{r^5} \quad (1.3.45)$$

$$B_y = \frac{\pi I}{c} a^2 \frac{3yz}{r^5} \quad (1.3.46)$$

$$B_z = \frac{\pi I}{c} a^2 \frac{2z^2 - x^2 - y^2}{r^5}, \quad (1.3.47)$$

где $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$, a – радиус петли с током.

Для нахождения компонент B необходимо знать момент магнитного диполя $\frac{\pi I}{c}$. Вместо тока I и радиуса петли a удобно перейти к другим параметрам: B_{centr} – магнитное поле на оси диполя на уровне фотосферы и h_{deep} – глубина погружения диполя под фотосферу:

$$M = \frac{B_{centr} h_{deep}^3}{2} \quad (1.3.48)$$

Таким образом, для нахождения B нужно задать два параметра: B_{centr} (который можно взять из оптических наблюдений, как указывалось выше) и h_{deep} (в первом приближении для пятна можно задать глубину погружения диполя под фотосферу равным радиусу тени пятна). Для двумерного случая $dim = 2$ и для одного диполя легко получить формулу для L_B – характерного изменения магнитного поля в направлении распространения волны:

$$L_B = B \left(\frac{dB}{dl} \right)^{-1} = \frac{(x^2 + 4z^2)(x^2 + z^2)}{12z^3} \quad (1.3.49)$$

Это выражение приводится также Злотник [6].

Рассмотрим систему из двух диполей, центры которых лежат на оси x . Пусть центр первого диполя лежит в начале координат, а центр второго диполя находится на расстоянии d . Для $dim = 3$ и для двух диполей проекции B записываются следующим образом:

$$B_x = M_1 \frac{3xz}{(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2})^5} + M_2 \frac{3(x-d)z}{(\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2})^5} \quad (1.3.50)$$

$$B_y = M_1 \frac{3yz}{(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2})^5} + M_2 \frac{3yz}{(\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2})^5} \quad (1.3.51)$$

$$B_z = M_1 \frac{2z^2 - x^2 - y^2}{(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2})^5} + M_2 \frac{2z^2 - (x-d)^2 - y^2}{(\sqrt{(x-d)^2 + y^2 + z^2})^5}, \quad (1.3.52)$$

Здесь M_1 и M_2 – магнитные моменты диполей. Каждый диполь можно поставить в соответствие пятну, а полярность учитывать в знаке M_1 и M_2 . Системы, подобные (1.3.50 – 1.3.52), можно выписать для любого количества диполей (пятен на фотосфере) и при любом расположении, в соответствии с принципом суперпозиции. Но здесь мы этого не делаем, так как рассматриваем только одиночные пятна, а систему из двух диполей используем для задания петельных структур. В таких магнитных петлях область излучения источника будет ограничиваться силовыми линиями, соединяющими два разнополярных диполя. На рис. (1.3.2) изображены силовые линии диполя в трехмерном пространстве. Силовые линии магнитного поля на рис. (1.3.3) изображены на плоскости для четырех вариантов: а) один диполь б) два однополярных диполя с равными магнитными моментами с) два разнополярных диполя с равными магнитными моментами d) два разнополярных диполя с разными магнитными моментами.

1.4 Описание программ для расчета характеристик радиоизлучения источников активной области

Разработан пакет программ, позволяющий рассчитывать следующие характеристики излучения модельного источника:

1.) двумерные карты распределения яркостной температуры и оптической толщины для обыкновенной и необыкновенной мод.
2.) одномерный скан потока излучения F^i (в Ян/угл. сек.) вдоль источника, как "первичный", так и сглаженный с задаваемой ножевой диаграммой направленности антенны.
3.) полный интегральный поток, яркостная температура и размер наблюдаемого источника; при проведении расчетов на нескольких длинах волн записывается спектр указанных величин.

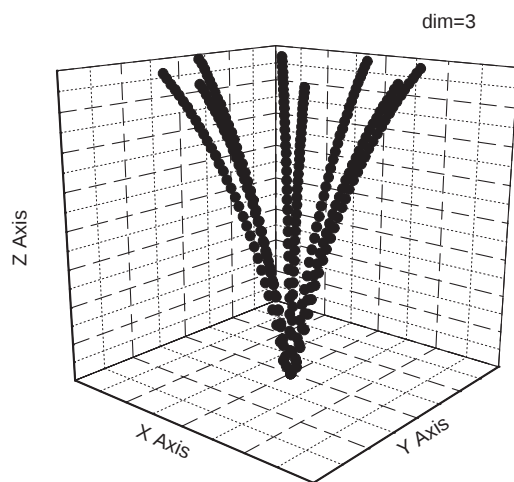


Рис. 1.3.2. Силовые линии диполя, изображенные в трехмерном пространстве

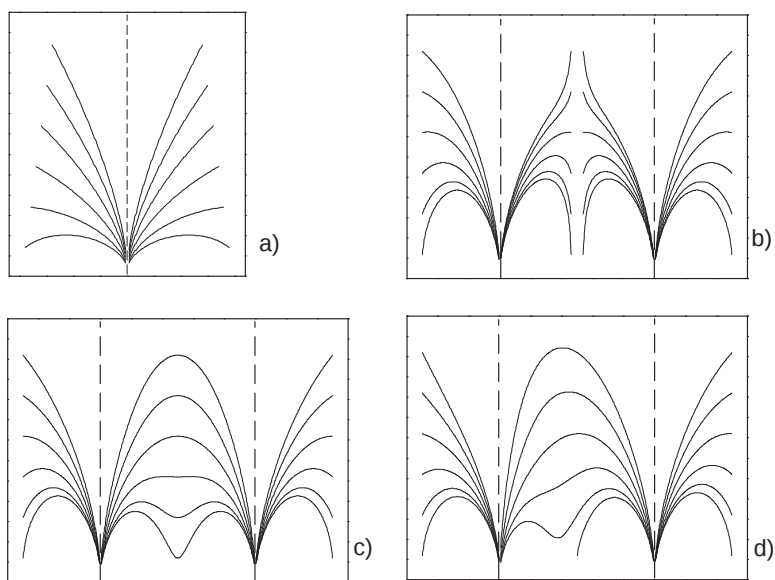


Рис. 1.3.3. Силовые линии магнитного поля в дипольном приближении

Программы для расчета радиоизлучения пятенного источника

Модель радиоизлучения пятенного источника основана на концепции о магнитотормозном характере излучения на первых четырех гармониках частоты. Вклад других гармоник, а также теплового тормозного механизма считался несущественным. Распределение магнитного поля пятна рассчитывалось как для одного вертикального диполя.

Положение источника задается долготой и широтой центра пятна. Входными параметрами являются также максимальное значение магнитного поля на уровне фотосферы и глубина погружения условного диполя (в первом приближении можно задать глубину равной радиусу тени пятна). Задаются размеры прямоугольной области, ограничивающей пятно на уровне фотосферы ("территория пятна"), и шаг F , с которым эта область "обходится". Существует возможность изменять модель распределения концентрации и температуры электронов с высотой в атмосфере спокойного Солнца и активной области.

Блок-схема пакета программ ALDEL (ALpha, DELta – координаты пятна) показана на рис. (1.4.1).

Головной программой является программа MANCHA ("пятно", исп.). В ней задаются входные параметры и организуются циклы по территории пятна и по длинам волн. Диполь, с помощью которого аппроксимируется магнитное поле, считается перпендикулярным фотосфере, все расчеты выполняются в системе координат, связанной с диполем, и в конце программы распределения яркостной температуры и оптической толщины пересчитываются в картинной плоскости, соответствующей расположению пятна на солнечном диске. Территория пятна обходится с шагом F по координатам x, y . Координаты каждой точки передаются в подпрограмму СТАУС для расчета оптической толщины излучения обеих мод на первых четырех гармониках гирочастоты. Подпрограмма СТАУС обращается к подпрограммам LEVELS (для расчета четырех гирорезонансных уровней z), TEMPER и CONS (для расчета температуры и концентрации электронов в точках (x, y, z)) и HUNO3 (для расчета величины и направления магнитного поля). В HUNO3 запрограммированы формулы (1.3.45 – 1.3.47) для трехмерного распределения магнитного поля одиночного диполя. После сбора необходимых параметров (температура, концентрация электронов и магнитное поле) в подпрограмме СТАУС оптические толщины τ рассчитываются по формулам (1.3.9) и (1.3.10),

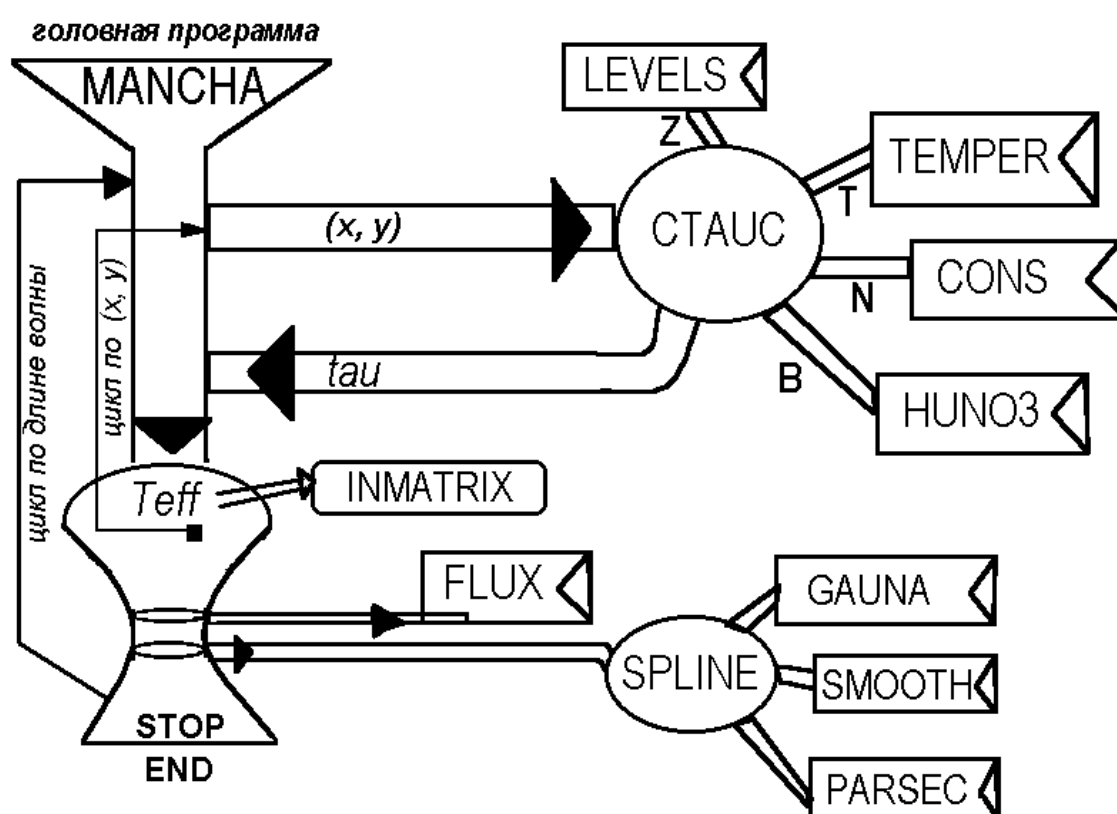


Рис. 1.4.1. Блок-схема пакета программ для расчета радиоизлучения пятенного источника

с учетом уровней отражения обыкновенной и необыкновенной волн, и передаются в головную программу MANCHA. Действует цикл по (x, y) , пока не закончится обход всей территории пятна.

Далее в MANCHA рассчитываются эффективные температуры обыкновенной и необыкновенной волн по формулам (1.3.11), (1.3.12) и записываются в удобную для представления матричную форму подпрограммой INMATRIX. Подпрограмма FLUX по двумерным распределениям яркостной температуры рассчитывает одномерные сканы потоков излучения F^i (в Ян/угл. сек.) вдоль источника для обыкновенной и необыкновенной мод, полный поток излучения в с.е.п., а также локальную и интегральную степени поляризации.

Подпрограмма SPLINE производит свертку одномерных сканов потоков с диаграммой направленности антенны, используя три подпрограммы. GAUNA вычисляет весовую функцию в виде гауссианы с полушириной, соответствующей ДН на данной длине волны. SMOOTH – сглаживает одномерный скан с гауссианой. PARSEC – определяет параметры одномерного сечения полученного распределения, в частности интегральный поток и полуширину источника. SPLINE рассчитывает также интегральную яркостную температуру источника.

Далее управление передается в головную программу MANCHA, которая организует цикл по длине волны. После расчета всех описанных параметров для заданных длин волн выполнение программы заканчивается.

Программы для расчета радиоизлучения источника с конфигурацией магнитной петли

Конфигурация источников и распределение магнитного поля соответствуют магнитной петле, образованной силовыми линиями магнитного поля, соединяющими два разнополярных диполя. Диполи располагаются на линии, проходящей через центр Солнца, так что условный наблюдатель видит петлю под некоторым углом γ (входной параметр). Входными параметрами являются также максимальное значение магнитного поля на уровне фотосферы и глубина погружения обоих условных диполей, расстояние между диполями (примерно соответствует размерам источника), высота и ширина центральной части петли. Обычно петля считалась изотропно заполненной смесью тепловых и нетепловых электронов, параметры которых задавались, и расчет производился с учетом

совместного действия трех механизмов излучения: теплового тормозного, теплового магнитотормозного и нетеплового гиротронного. Однако существует возможность легко заменять модели распределения концентрации и температуры электронов с высотой, а также рассчитывать каждый механизм по отдельности. Поскольку не удалось вывести простое аналитическое выражение для силовых линий в трехмерном случае, процедура построения петли оказалась довольно громоздка и занимает в расчетах большую часть времени. Далее будут описаны основные программы, использовавшиеся в расчетах.

Блок-схема пакета программ показана на рис. (1.4.2).

Головной программой является программа LOOP3. Сначала по заданным параметрам строится плоская петля, ограниченная двумя силовыми линиями. Используется подпрограмма HDOS2, в которой запрограммированы формулы для двумерного распределения магнитного поля системы из двух диполей.

Подпрограмма SCAN находит точки пересечения петли со сканирующими линиями, проведенными под углом наблюдения γ (рис. 1.4.3). Количество линий задается как входной параметр, обычно равнялось 21. Их число увеличивалось в тех случаях, когда это приводило к повышению точности.

Затем рассматривается трехмерная петля, с участием подпрограммы HDOS3, где используются формулы (1.3.50 – 1.3.52) для трехмерного распределения магнитного поля системы из двух диполей. Под углом γ к плоскости фотосферы (x, y) через каждую из найденных в SCAN сканирующих линий проводится секущая плоскость. Уравнение плоскости передается следующей подпрограмме - SECANTE.

В SECANTE строятся магнитные силовые линии, ограничивающие трехмерную петлю. Считается, что в поперечнике в центре петля является кругом, и от него начинается отсчет силовых линий. Все силовые линии, начатые от этого круга, сходятся к диполям. Это можно увидеть на рис. (1.4.4). Количество выстраиваемых силовых линий обычно равнялось 90, но этот параметр можно менять.

Далее находится сечение, образованное плоскостью, пересекающей магнитную петлю под углом γ . На рис. (1.4.4) показаны контуры трех таких сечений, проведенные под углами 20° , 45° и 80° . Внутри каждого сечения проводятся линии, лежащие в плоскости $y = 0$ под углом γ к плоскости фотосферы (рис. 1.4.5).

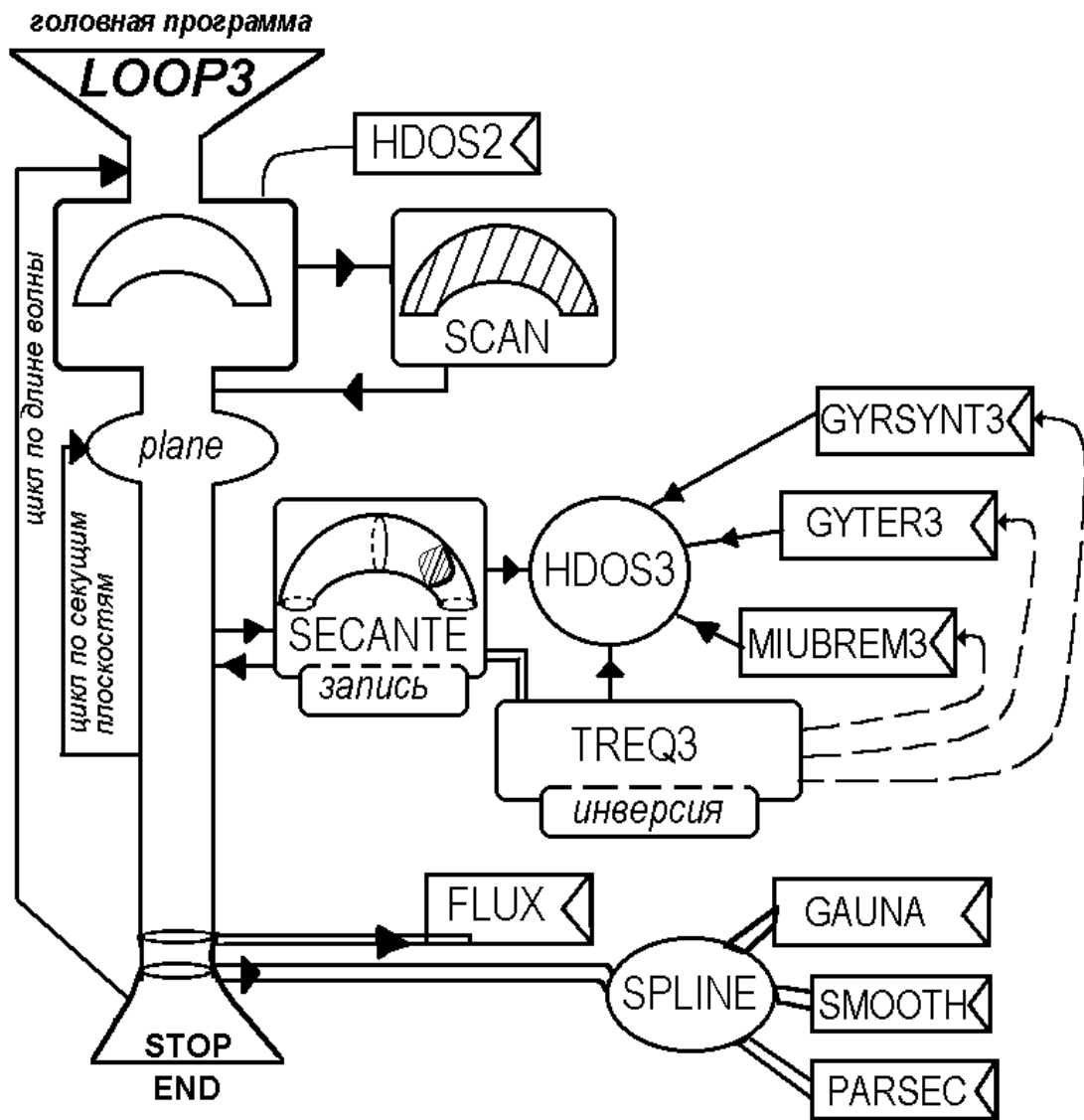


Рис. 1.4.2. Блок-схема пакета программ для расчета радиоизлучения источника с конфигурацией магнитной петли

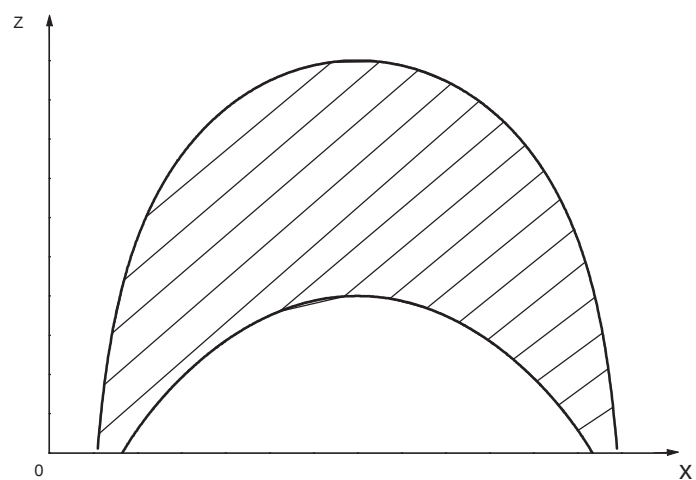


Рис. 1.4.3. Магнитная петля, образованная силовыми линиями (толстые линии), пересеченная сканирующими линиями (тонкие линии) под углом наблюдения 45°

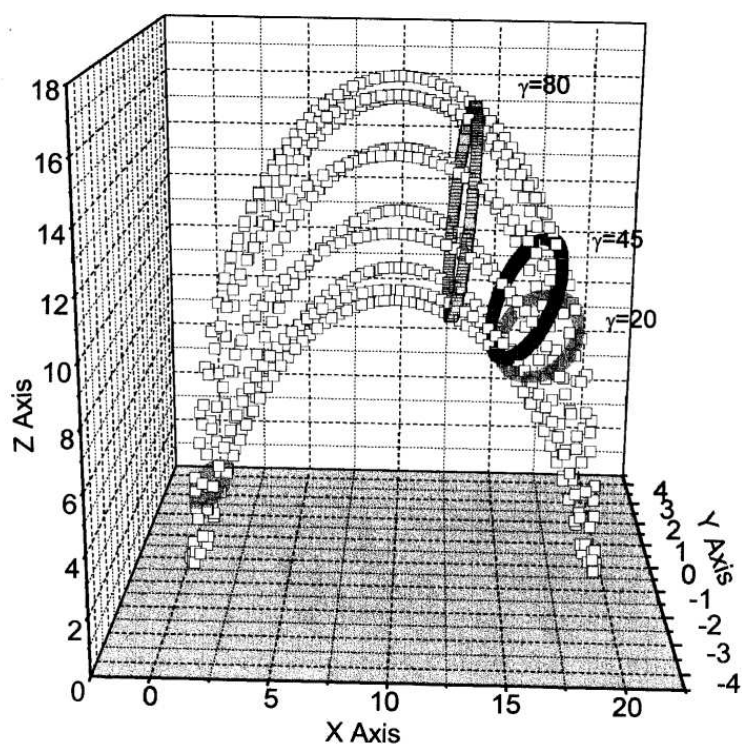


Рис. 1.4.4. Силовые линии магнитного поля, ограничивающие трехмерную петлю. Кольцами изображены сечения плоскости, проведенные под углами наблюдений 20° , 45° , 80°

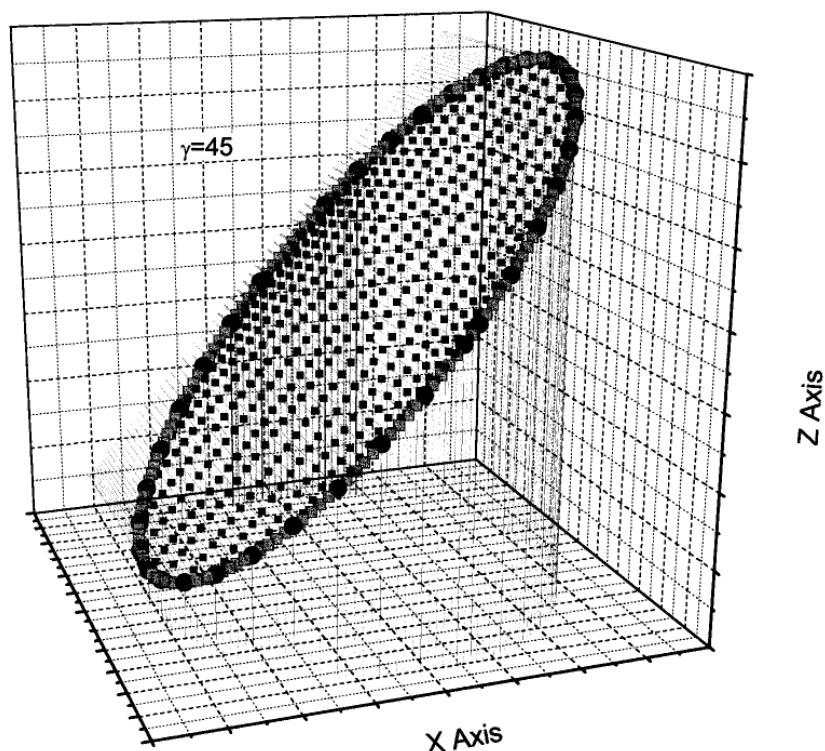


Рис. 1.4.5. Линии, вдоль которых происходит интегрирование уравнения переноса, расположенные в одной из секущих плоскостей

Эти линии отправляются в подпрограмму TREQ3 для решения уравнения переноса и нахождения яркостных температур вдоль каждой прямой. В зависимости от необходимости учета каждого из механизмов, из TREQ3 осуществляется вызов подпрограмм, рассчитывающих коэффициенты поглощения обыкновенной и необыкновенной мод волн и эффективную температуру излучения:

- MIUBREM3 - тепловое тормозное излучение, расчет по формулам
- GYTER3 - тепловое магнитормозное излучение, расчет по формулам
- GYRSYNT3 - нетепловое магнитормозное излучение, расчет по формулам

Интегрирование уравнения переноса проводится по формуле: (1.3.31), в которую подставляются значения оптической толщины и эффективной температуры (1.3.30), (1.3.32), (1.3.33). При необходимости, в TREQ3 учитывается инверсия знака круговой поляризации при прохождении через область поперечного магнитного поля, где критическая частота находится по формуле (1.3.41). Учитывается вклад спокойного Солнца - в

формулу (1.3.31) подставляется величина T_{bo} , взятая из таблицы (1.3.1). Значения яркостных температур спокойного Солнца для промежуточных длин волн интерполируются.

Найденные яркостные температуры и оптические толщины обеих мод излучения передаются в подпрограмму SECANTE и записываются в файл на диск. Далее управление передается головной программе LOOP3, где организовывается цикл по всем текущим плоскостям. Таким образом, получаются двумерные распределения яркостной температуры и оптической толщины по всему источнику.

Заключительная часть программы реализована также, как и в предыдущем случае расчета излучения пятенных источников. Рассчитываются одномерные сканы, сглаживаются с диаграммой направленности, извлекаются все интересные параметры излучения.

Цикл повторяется по всем заданным длинам волн.

1.5 Выводы

В данной главе описаны компоненты магнитосферы активных областей на Солнце, их наблюдательные характеристики и физическая интерпретация; сделан обзор работ, связанных с моделированием активных областей. Приведены формулы, использовавшиеся при расчетах в данной работе. Представлен пакет программ, написанный автором для проведения расчетов согласно разработанному методу моделирования трехмерной структуры и расчета радиоизлучения различных компонент магнитосферы активной области.

Глава 2

Наблюдения и моделирование долгоживущих компонент магнитосферы активной области на Солнце

В данной главе описываются наблюдения и моделирование долгоживущих компонент магнитосферы активной области - таких как источник с флоккулом, пятенная компонента, гало и пекулярный источник. Исследован эффект самоинверсии знака круговой поляризации гало. Представлены модельные расчеты и измерения магнитного поля над солнечными пятнами. Предложен метод определения высоты переходного слоя над пятнами.

2.1 Нетепловое микроволновое излучение флоккулов и его моделирование по наблюдениям на РАТАН- 600 в сентябре-октябре 1996г.

Солнечные волокна, или протуберанцы, существуют в солнечной короне, но их температура в 200-500 раз меньше типичных корональных значений, а плотность примерно в 100 раз больше. Магнитные поля короны поддерживают плотную массу волокна в гравитационном поле и изолируют от горячей окружающей материи. Волокна формируются над линией, разделяющей противоположные магнитные полярности, где вертикальная компонента магнитного поля меняет знак. Волокна наблюдаются в широком диапазоне размеров с длинами 60 000 – 600 000 км, высотами 10 000 – 100 000 км и шириной 4 000 -15 000 км (Tandberg-Hansen [59]). Измерения магнитного поля волокон, сделанные на лимбе, показывают значения 2 – 30 Гс, в среднем 8 Гс (Leroy et al. [60]). По

оптическим наблюдениям протуберанцы биполярных флоккульных площадок являются сложным комплексом горячих корональных аркад (излучающих с $T > 2MK$ в мягком рентгене в их вершинах, и линиях железа $FeIX$ в их основаниях с $T = 1.2MK$), радиальных стримеров внутренней короны (по наблюдениям в линии $FeIV$) и холодных волокон (в линиях H_α).

В период 1.09.96 – 20.12.96 были проведены циклы наблюдений на РАТАН-600 для наземной поддержки текущих программ по исследованию волокон на европейском спутнике SOHO. В этот период были зарегистрированы многочисленные структуры, связанные с долгоживущими (до нескольких оборотов) спокойными волокнами.

Здесь мы представляем результаты наблюдений и моделирования биполярной флоккульной области с волокном, лежавшим на линии раздела полярностей магнитного поля. Эти наблюдения были выполнены на РАТАН-600 в сентябре – октябре 1996 г. с высоким пространственным разрешением в широком диапазоне волн (1.83 – 17.9 см). Для интерпретации наблюдений были также использованы данные радиогелиографа в Nobeyama на волне 1.7 см. Эта активная область была весьма стабильной, существовала более пяти оборотов Солнца, что можно проследить по наблюдениям на радиогелиографе в Nobeyama (Рис.2.1.1). Весьма удачным было расположение волокна, практически точно вдоль вертикального направления диаграммы направленности радиотелескопа РАТАН-600, что позволило уверенно определить его характеристики.

Из наблюдений радиогелиографа в Nobeyama и наблюдений спутника YOKHON в мягком рентгене следует, что волокно находится в окружении флоккульных площадок, которые являются основаниями корональной арки. В микроволновом диапазоне волокно видно в виде депрессии излучения с $T_b = 7000K$ на фоне спокойного Солнца $T_b = 10000K$ (согласно наблюдениям в Nobeyama). По наблюдениям на РАТАН-600 волокно также проявляется как депрессия на коротких волнах $\lambda < 6$ см и как уярчение на более длинных волнах (относительно спокойного Солнца). Окружающие волокно флоккульные поля образуют яркий биполярный источник с резким ростом потока излучения с длиной волны. Рентгеновские наблюдения YOKHON указывают на существование горячей плазмы $T_e > 2 \cdot 10^6 K$ над волокном, что может быть интерпретировано как вершина корональной арки над протуберанцем.

Многоволновые радионаблюдения на РАТАН-600 позволили полу-

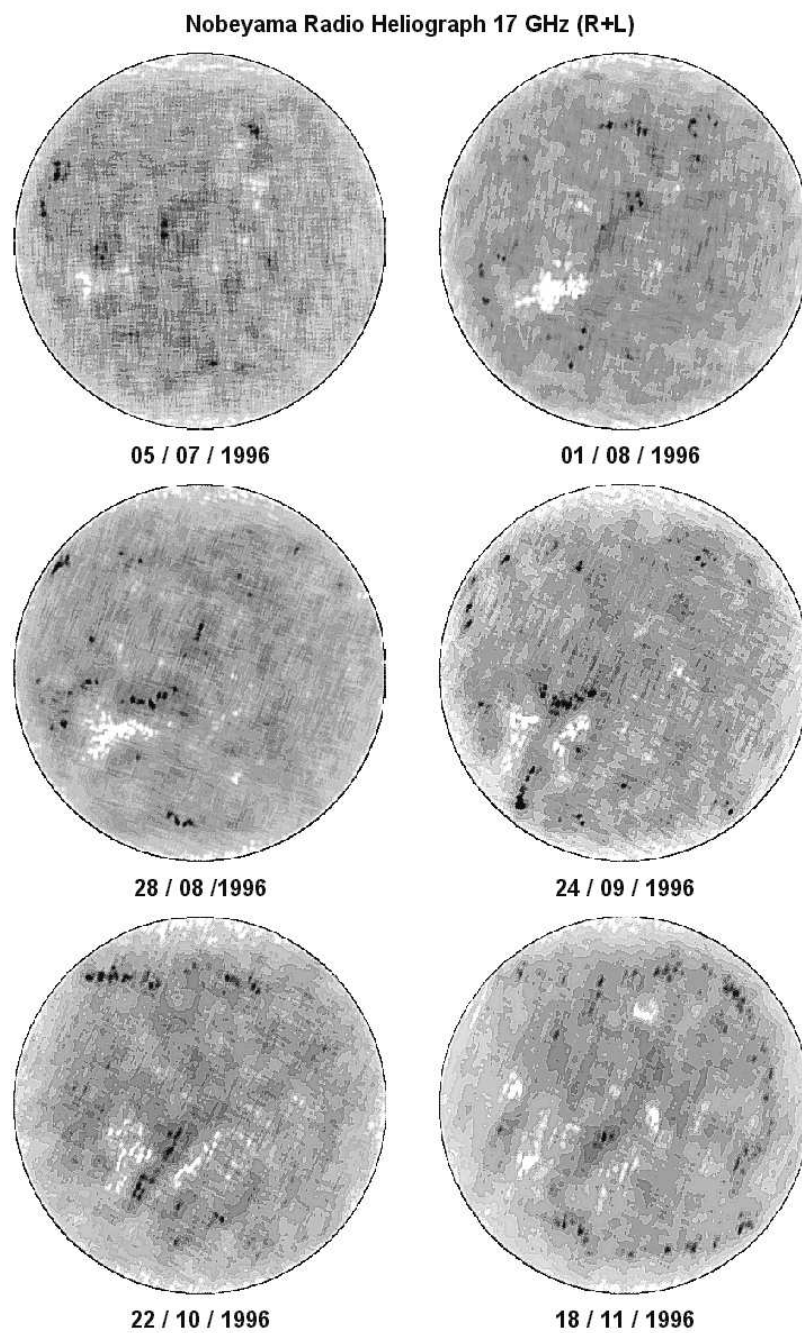


Рис. 2.1.1. Радиоизображения Солнца, полученные на радиогелиографе в Nobeyama на частоте 17GHz (R+L)

чить спектральную информацию о радиоизлучении флоккулярного источника с волокном в широком диапазоне волн в одновременных измерениях. Этот источник был исследован также Богодом, Гребинским и Гаримовым [61], [62] по наблюдениям около центра диска и на лимбе, была обнаружена многокомпонентная структура источника с волокном и проведено отождествление основных компонент (волокно, корональная арка, стриммер) с оценкой их параметров. Полученные в [61], [62] оценки геометрических и физических параметров корональной арки и волокна были использованы при моделировании источника, описанном ниже.

На рис.2.1.2 показаны одномерные изображения рассматриваемой активной области, когда она находилась вблизи центра солнечного диска, по наблюдениям на РАТАН-600 24.09.1996 и 22.10.1996. Приведены результаты наблюдений на шести волнах от 2.11 см до 16.13 см в интенсивности и в круговой поляризации. При обработке наблюдений флоккулярный источник был разделен на две компоненты, разграничением между которыми послужило холодное волокно, видимое в поглощении.

На рис.2.1.3 представлены спектры потоков и яркостных температур для обоих компонент по наблюдениям на РАТАН-600 24.09.96 и 22.10.96.

Как видно, на самых коротких волнах наблюдается только волокно как область пониженной радиояркостности, что согласуется с наблюдениями на радиогелиографе Nobeyama. На более длинных волнах с обеих сторон волокна появляются два источника повышенной яркости. Обычно считается, что такие повышения радиояркостности обусловлены повышенной электронной плотностью в солнечной короне над флоккулами. В рамках теплового тормозного механизма генерации радиоизлучения яркостная температура оптически тонкого источника, связанного с флоккулом, должна возрастать с длиной волны, как λ^2 , что и наблюдалось в ряде случаев. Однако для данного случая яркостная температура этих источников увеличивается с длиной волны как λ^3 (рис.2.1.3), что указывает на нетепловую природу происхождения этого радиоизлучения.

Радиоизлучение флоккула было промоделировано с учетом совместного действия теплового тормозного и нетеплового гиротронного излучения большой корональной петли. Считалось, что источник представляет собой систему арок (приблизительно из четырех арок), при этом рассчитывалось излучение одной из арок. Структура магнитосферы источника задавалась трехмерной магнитной петлей, обрисованной силовыми линиями магнитного поля, в дипольном приближении. На рис.2.1.4

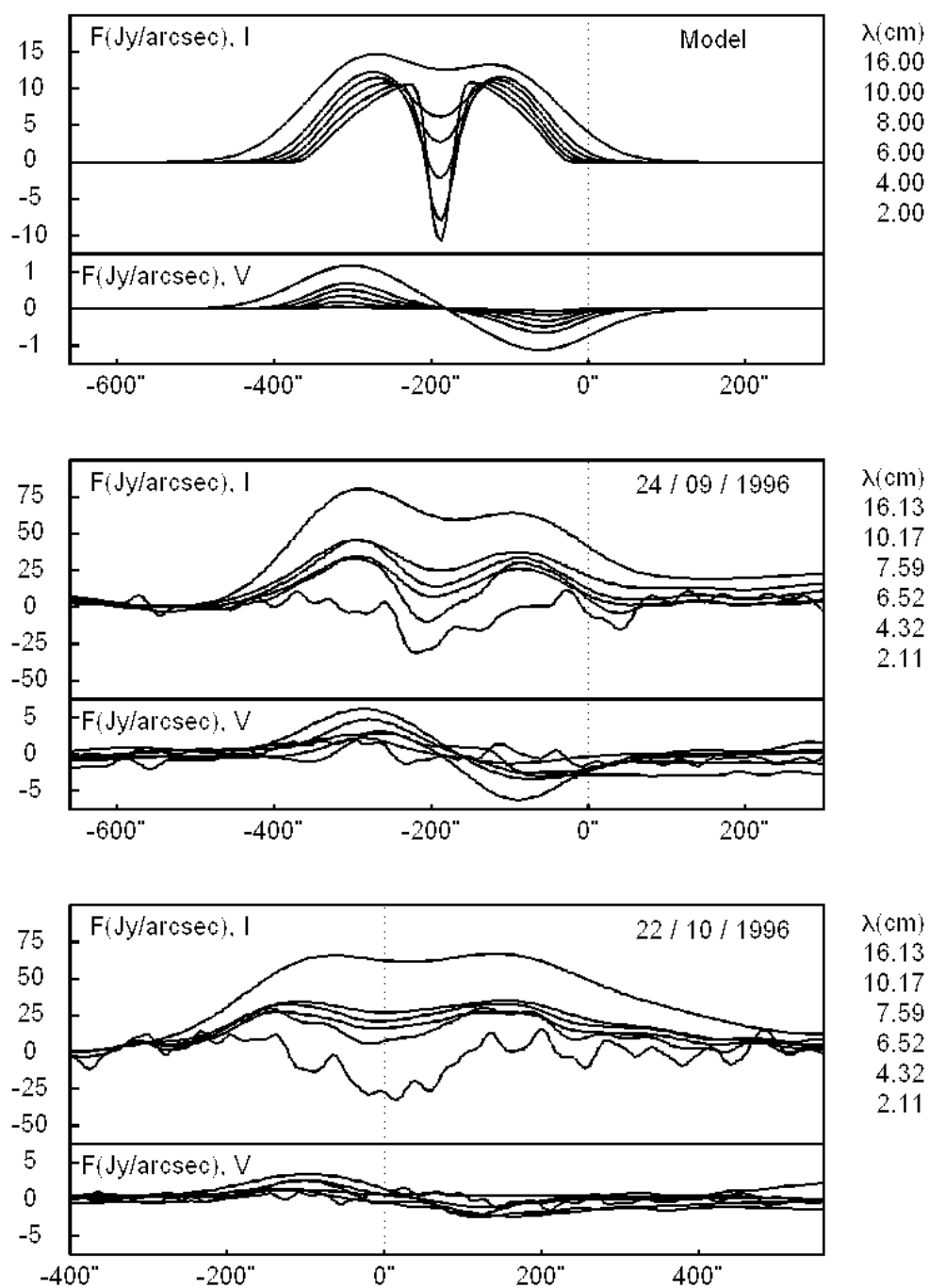


Рис. 2.1.2. Изображения флоккулярного источника с волокном в интенсивности и поляризации по модельным расчетам (вверху) и по наблюдениям на РАТАН-600 24.09.1996 (в середине) и 22.10.1996 (внизу).

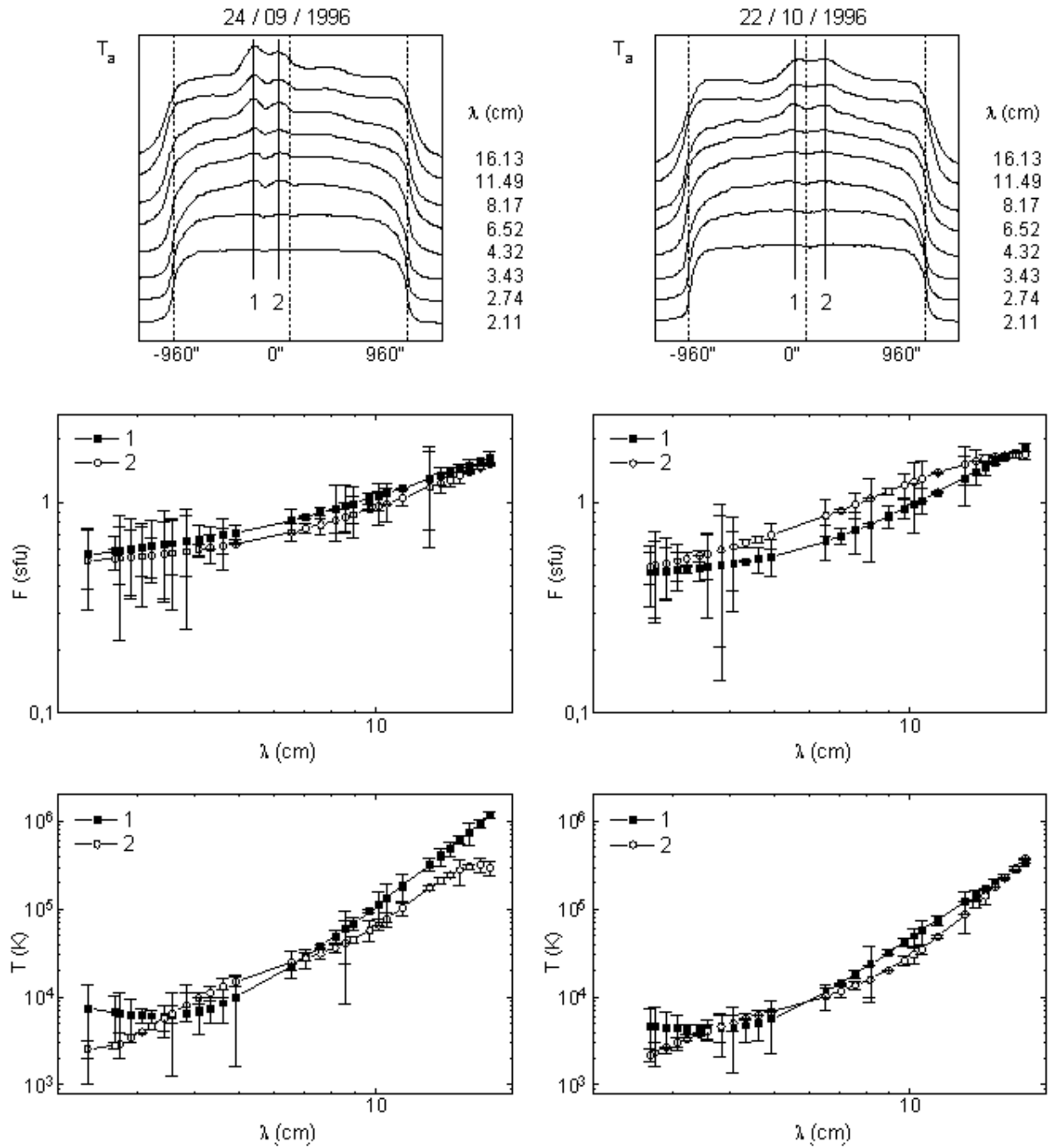


Рис. 2.1.3. Вверху: полные сканы Солнца в интенсивности по наблюдениям на РАТАН-600 24.09.1996 и 22.10.1996, указаны 1 и 2 компоненты флоккулярного источника. Внизу: спектры потоков и яркостных температур 1 и 2 компонент 24.09.1996 и 22.10.1996

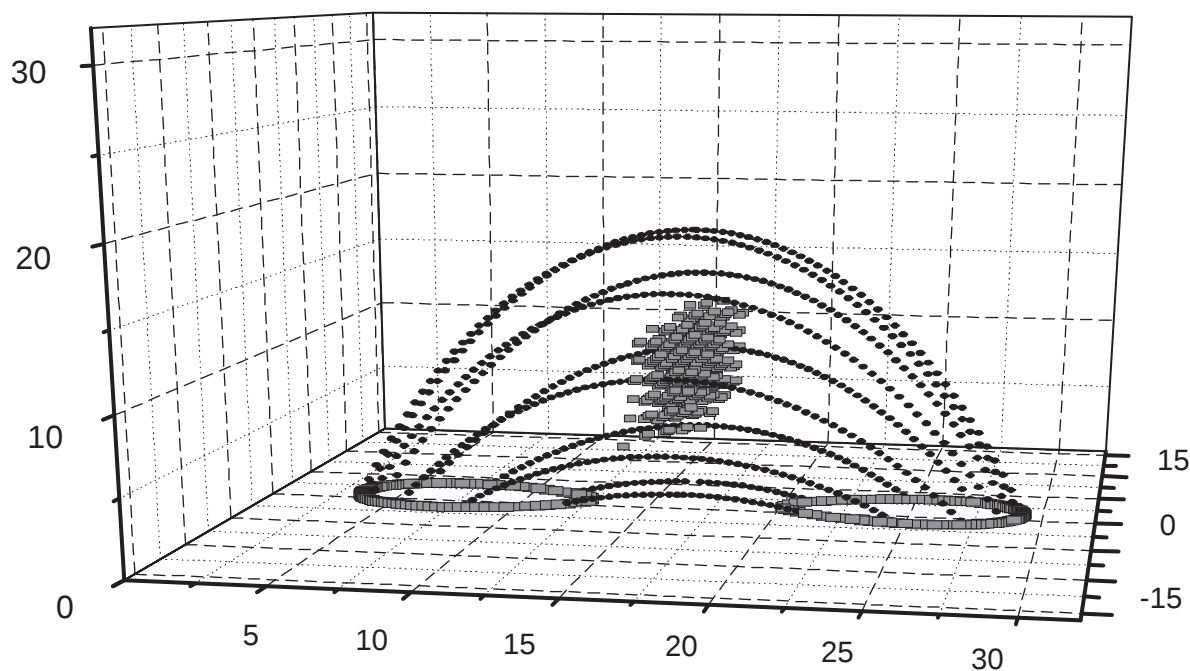


Рис. 2.1.4. Структура магнитосферы флоккулярного источника, заданная трехмерной магнитной петлей. Волокно, содержащееся в источнике, схематически показано кубиками внутри петли.

показана схема источника. Силовые линии соединяют два разнополярных диполя, погруженных под фотосферу и находящихся друг от друга на расстоянии $3.3 \cdot 10^{10}$ см, равном размерам источника. Высота источника, согласно наблюдениям на лимбе [62], равнялась $14.5 \cdot 10^9$ см. Величина магнитного поля каждого диполя на уровне фотосферы в соответствии с оптическими наблюдениями и измерениями магнитного поля по радионаблюдениям ([61]) была взята равной 40 G с большим значением параметра погружения диполя (100 тыс.км). При большом значении условного параметра погружения диполя распределение магнитного поля по источнику становится более однородным и медленнее спадает с высотой.

Магнитная петля заполнялась смесью тепловых и нетепловых электронов. Тепловые электроны имели корональную температуру 1.5 млн К и концентрацию $2.3 \cdot 10^8$ см⁻³. Кроме того, в петле присутствовали энергетичные нетепловые электроны с концентрацией $5.0 \cdot 10^3$ см⁻³ и со степенным показателем $\delta = 3$. Указанные параметры тепловых и нетепловых электронов были определены в результате моделирования, после многочисленных расчетов с варьированием этих параметров. Соответ-

ствие рассчитанного потока теплового тормозного излучения наблюдаемому потоку на коротких волнах определяло задание концентрации тепловых электронов. Варьирование значений концентрации нетепловых электронов позволило добиться согласия расчетного и наблюдавшегося спектров.

Волокно в зоне излучения моделировалось включением в центр корональной петли участка холодной и плотной тепловой плазмы (на рисунке 2.1.4 показан кубиками). Волокно представлено длинным, тянущимся сквозь всю систему арок параллелепипедом высотой 48 тыс. км и шириной 22 тыс. км, расположенным на высотах от 24 до 72 тыс. км. Параметры тепловых электронов в области волокна задавались следующие: температура $T = 10000\text{K}$ и концентрация $N = 10^{10}\text{см}^{-3}$.

Описанные геометрические параметры корональной петли и волокна и температура волокна были взяты в соответствии с наблюдениями на лимбе [62]. Для флоккулярного источника с волокном проводились расчеты радиоизлучения в диапазоне волн 1.7 – 50 см при различных положениях источника от центра солнечного диска до лимба.

Яркостная температура каждой моды (обыкновенной и необыкновенной) находилась решением уравнения переноса излучения внутри источника по формулам (1.3.30) и (1.3.31). При этом считалось, что над источником отсутствует зона поглощения и излучения. Вклад излучения спокойного Солнца задавался начальным значением интенсивности на пути распространения волны, для его расчета использовался спектр яркостных температур (табл. 1.3.1), построенный Боровик [52]. Коэффициент поглощения теплового тормозного механизма рассчитывался по полным формулам Железнякова, Злотник (1.3.2, ??), Коэффициент поглощения нетеплового гиротронного механизма рассчитывался по упрощенным формулам Dulk и Marsh (1.3.21, 1.3.22).

Для сравнения с наблюдениями осуществлялась свертка рассчитанных распределений интенсивности с диаграммой направленности РАТАН- 600. Получаемые таким образом одномерные сканы непосредственно сравнивались с наблюдательными данными (2.1.2). Кроме того, для длин волн в диапазоне 1.5 – 20 см были рассчитаны двумерные карты распределений яркостной температуры и оптической толщины для обеих мод радиоизлучения.

На рис.2.1.2, вверху показаны сканы для 6 длин волн в диапазоне от 2 до 16 см, рассчитанные для интенсивности и круговой поляризации излу-

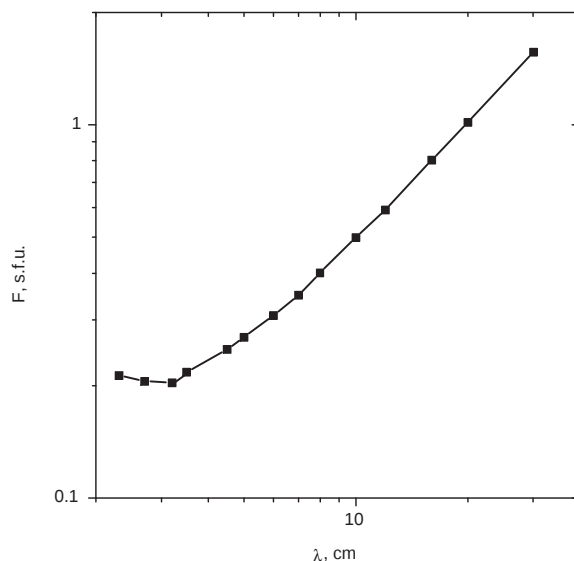


Рис. 2.1.5. Расчетный спектр полного потока излучения модельного флоккулярного источника с волокном в центре диска.

чения. В распределении радиояркости по смоделированному источнику присутствуют два горба с минимумом посередине, что соответствует характеру полученных при наблюдении сканов. По величине одномерной интенсивности расчетных сканов видно, что их соответствие наблюдательным данным достигается при умножении примерно на 4. Так как мы рассчитывали излучение только одной петли из всей аркады петель, окружающих флоккул, то если взять четыре таких петли, мы добьемся и количественного соответствия расчетов наблюдениям.

Мера эмиссии $EM_0 = N^2 L$ ("column emission measure") для смоделированной корональной петли при характерном размере источника 15 тыс км и плотности тепловых электронов $2.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$ составляет $7.9 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-5}$, что в 1.7 раза превышает значение меры эмиссии для корональной петли, найденное из наблюдений на лимбе([62]).

На рис. 2.1.5 показан расчетный спектр полного потока излучения петли при расположении в центре диска. Рассчитанный спектр полного потока излучения (для центра диска) показывает хорошее совпадение с наблюдательными данными. Этот факт, а также значительная стабильность явления (более двух солнечных оборотов), свидетельствуют

о непрерывно действующих нетепловых процессах в солнечной короне в период глубокого минимума солнечной активности.

2.2 Пятенный источник, пекулярный источник и источник типа гало как основные компоненты 3-мерной структуры активной области по наблюдениям на РАТАН-600 и на ССРТ.

Наблюдения активных областей в микроволновом диапазоне позволяют получить уникальную информацию об их трехмерной структуре (Alissandrakis [64, Гельфрейх 65]). Это происходит потому, что, с одной стороны, микроволновое излучение служит отличным способом диагностики магнитного поля и, с другой стороны, наблюдается большой пласт солнечной атмосферы от нижней переходной области до нижней короны. Здесь мы представляем анализ спектральных наблюдений активной области AR 6471 на двух радиотелескопах и обсуждаем различные компоненты излучения. Обширный наблюдательный материал и наличие в AR 6471 деталей с различной магнитной конфигурацией и механизмами излучения, но в то же время являющихся типичными компонентами солнечной активной области, обусловили выбор рассматриваемой структуры как интересного объекта для модельного исследования.

2.2.1 Наблюдения

Большая активная область AR6471, состоявшая из нескольких компонентов, наблюдалась в период 24/01/1991 – 09/02/1991 на волнах в диапазоне 0.8-32 см на радиотелескопе РАТАН-600 (одномерная диаграмма направленности, разрешение 7 угл. сек. на волне 0.8 см). Эта область, в которой было зарегистрировано множество H_α вспышек, являлась биполярной магнитной структурой с S-образной нейтральной магнитной линией. Активная область 6471 имела сложную структуру, показанную на рис. 2.2.1 и 2.2.2. На рисунке 2.2.1 показаны одномерные сканы полученные на РАТАН-600 в каналах интенсивности (I) и круговой поляризации (V), в диапазоне коротких длин волн (0.8 – 4.0 см), совмещенные с магнитограммой из Beijing Astronomical Observatory. На рисунке 2.2.2 показан скан, полученный на РАТАН-600 на волне 1.7 см с пятью ото-

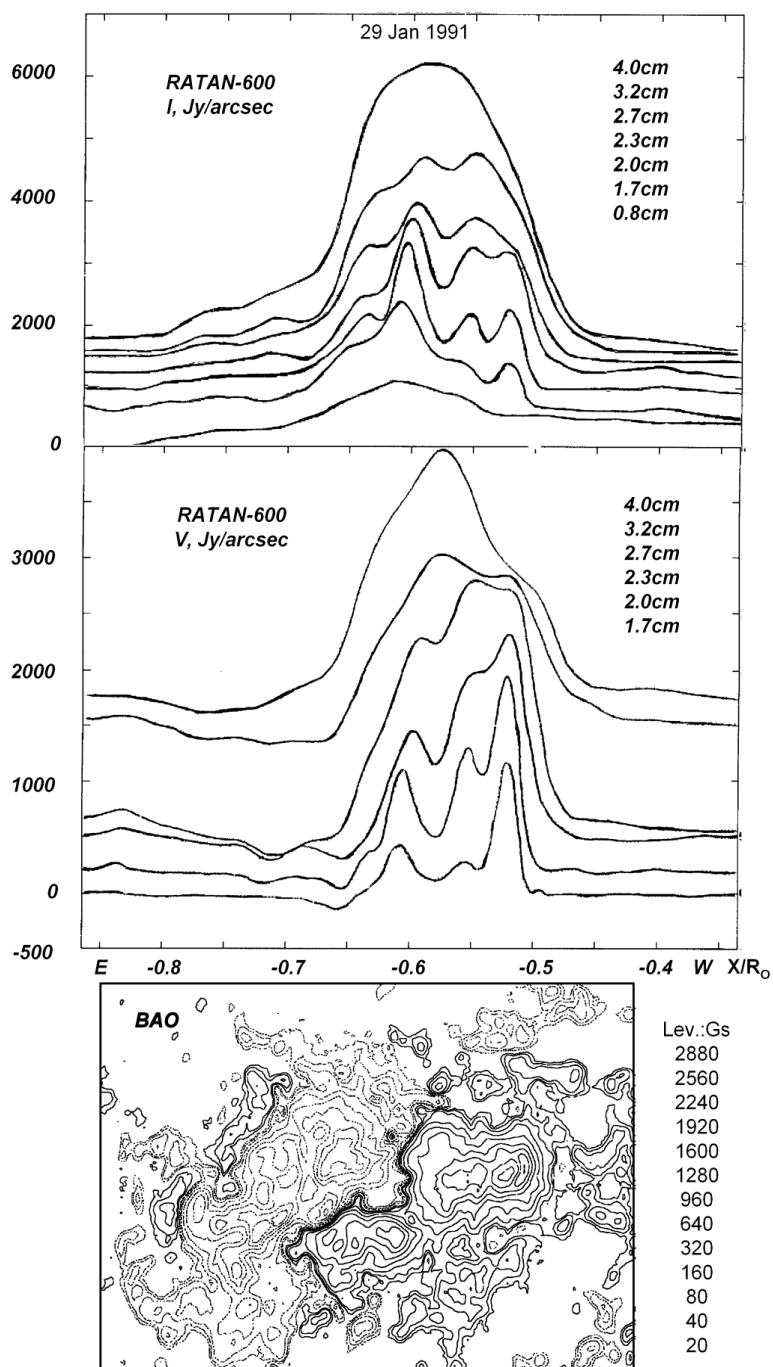


Рис. 2.2.1. Одномерные сканы AR 6471 в каналах интенсивности (I) и круговой поляризации (V), полученные на РАТАН-600, совмещенные с магнитограммой из Beijing Astronomical Observatory

жествленными компонентами, изображенными гауссианами (на рисунке обозначены от A до E). В структуре данной активной области выделены три сильных пятенных источника A, B, D , пекулярный источник C над нейтральной линией магнитного поля и источник типа гало E в виде широкой подложки низкой яркости. Ниже показаны двумерные синтезированные карты I и V , полученные на ССРТ с разрешением 20 угл. сек. на волне 5.2 см (Alissandrakis, [66]).

Пятенная компонента

В структуре активной области наблюдались три пятенные компоненты (источники A, B и D) в диапазоне длин волн 1.7 – 3.2 см, которые были 100% поляризованы на волне 1.7 см. На волне 0.8 см такого излучения отмечено не было. Параметры излучения пятенных компонент, такие, как спектры потока и яркостных температур, растущие с длиной волны, небольшие угловые размеры (15 – 35 угл. сек.) и достигающая высоких значений степень поляризации (60 – 100% на длинах волн 1.7 – 3.2 см), хорошо согласуются с представлениями о тепловой магнитотормозной природе типичного пятенного источника.

Пекулярный источник

”Пекулярный” источник (C) наблюдался как компактный (20 *arcsec*) и очень яркий ($T_b = 5 \cdot 10^6$ К на 3.2 см) компонент излучения; он располагался над нейтральной линией магнитного поля, вблизи вкрапления магнитного поля противоположной полярности, то есть в области с максимальным градиентом продольной компоненты. В диапазоне длин волн 0.8 – 3.2 см этот источник был интерпретирован как гирорезонансное излучение очень горячих ($10 - 100 \cdot 10^6$ К), низко расположенных корональных петель с умеренными магнитными полями (300 – 500 Гс).

Источник типа ”гало”

В диапазоне 0.8 – 4.0 см наблюдалось широкое бесструктурное образование (гало, E на рисунке 2), перекрывающее всю активную область, низкой яркости ($T_b \approx 50 - 250$ тыс. К), по сравнению с яркостью упомянутых выше компактных источников. Но в волновом диапазоне 5 – 30 см этот источник стал доминирующим, с максимумом потока 50 – 60 с.е.п.

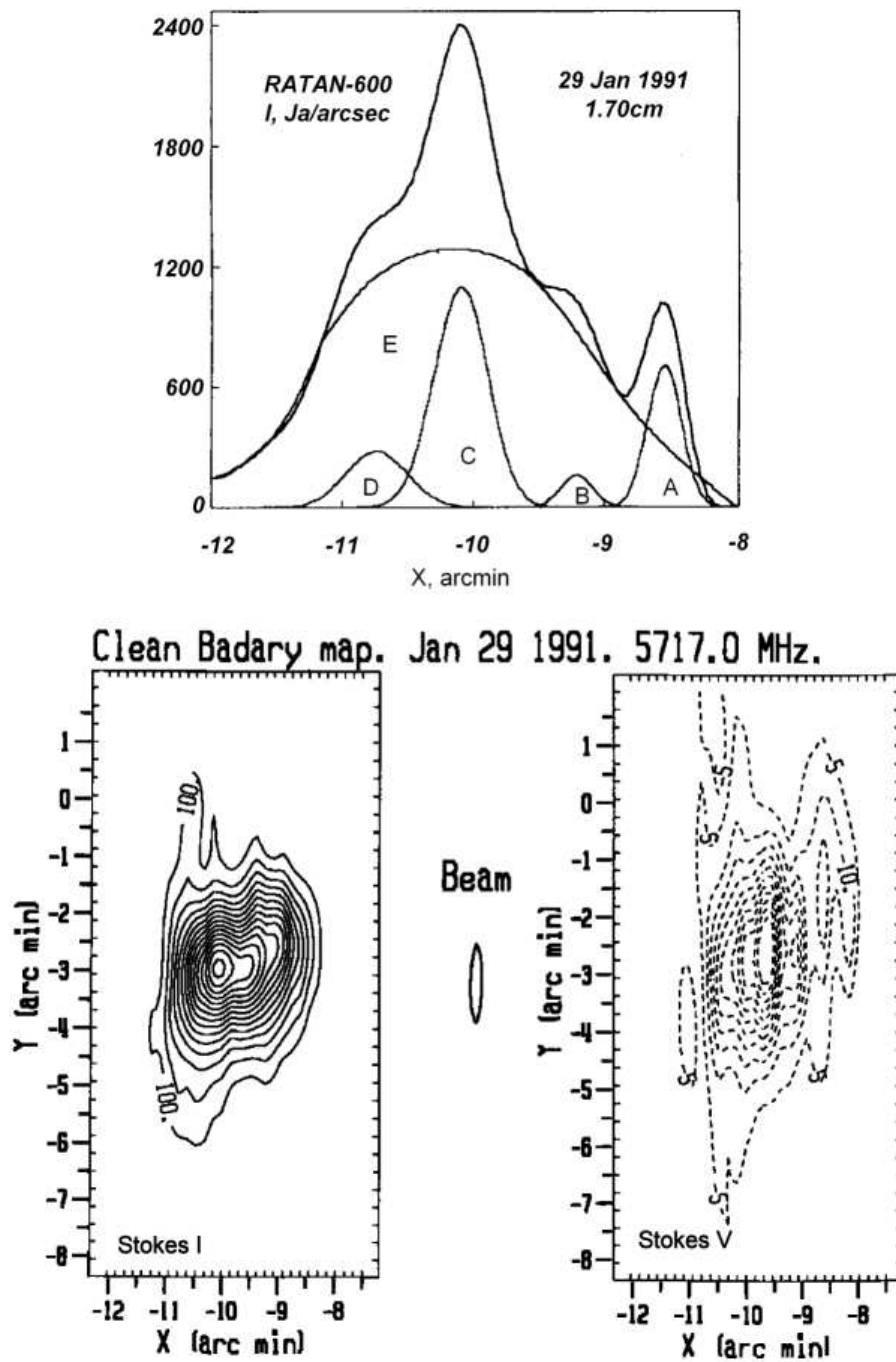


Рис. 2.2.2. Скан интенсивности радиоизлучения AR6471 полученный на РАТАН-600 на волне 1.7 см. Показано разделение на компоненты А – Е. Внизу приведены двумерные синтезированные карты I и V , полученные на ССРТ на волне 5.2 см.

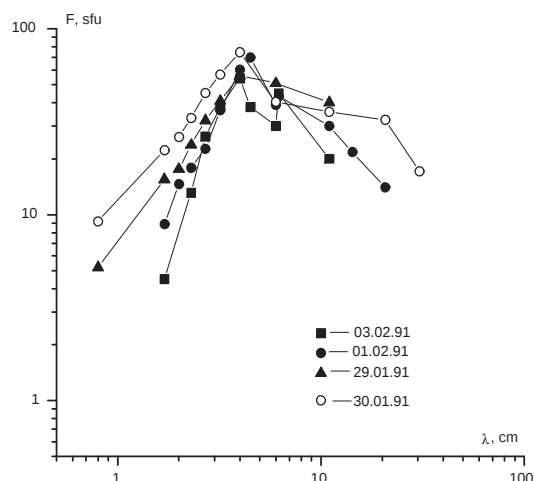


Рис. 2.2.3. Спектры потока гало 29, 30 января и 1, 3 февраля

на волнах 5 – 8 см. Это видно и на карте ССРТ (рис. 2.3.2), на волне 5.2 см где яркие компоненты *A* – *D* не выделяются и доминирует крупномасштабный компонент. Ниже показано, что отсутствие ярких компонент при наблюдениях на длинных волнах находится в противоречии с проведенными модельными расчетами. На рис. 3 показаны спектры излучения гало 29, 30 января и 1, 3 февраля 1991. Весь этот период спектр почти не меняется, что говорит о высокой стабильности источника.

Источник гало был интерпретирован как совместное излучение тепловых и нетепловых (субрелятивистских) электронов, заполняющих большие корональные магнитные петли (магнитосферу активной области).

2.2.2 Моделирование

Характер излучения источников *A*, *B* и *D* согласуется с модельными расчетами (Рис. 2.2.7) для теплового коронального излучения на 2 и 3 гармониках гирочастоты (Железняков [5, Alissandrakis et al. 11]) в сильном магнитном поле пятен (около 2600 Гс на уровне фотосферы).

Модель структуры магнитного поля пятна представлялась дипольной аппроксимацией, задаваемой двумя параметрами: величиной магнитного поля в центре пятна на уровне фотосферы (что находится непосредственно из спектральных измерений ГАС) и глубиной погружения диполя

под фотосферу. Последний параметр задает градиент магнитного поля с высотой, что позволяет его связать с зависимостью размеров пятенного источника от длин волн, генерируемых на разных высотах.

В предположении о генерации теплового магнитотормозного излучения пятенного источника в основном на 2-ой и 3-ей гармониках гиро-частоты, ограничим размеры источника областью перехода гироуровня, соответствующего доминирующей гармонике излучения, из горячей корональной плазмы в зону с холодной фотосферной температурой (Злотник [6]). Для определенности будем считать границей источника линию пересечения гироуровня 3-ей гармоники с фотосферой. Тогда совокупность двух найденных параметров позволяет однозначно задать дипольно-аппроксимированную модель магнитного поля пятна.

Магнитное поле пятна представлялось вертикальным магнитным диполем, расположенным на глубине $2 \cdot 10^9$ см под фотосферой и величиной магнитного поля на оси диполя на уровне фотосферы 3200 Гс.

Структура магнитосферы пекулярного источника и гало задавалась трехмерной магнитной петлей, обрисованной силовыми линиями магнитного поля, в дипольном приближении. На рис. 2.2.4, 2.2.5 показаны схемы дипольной магнитной структуры пекулярного источника и гало с эквипотенциальными линиями, для которых указана величина магнитного поля. Косые тонкие линии внутри петли обозначают пути, вдоль которых проводилось интегрирование уравнения переноса.

Силовые линии соединяют два разнополярных диполя, погруженных под фотосферу на глубину $3 \cdot 10^9$ см и находящихся друг от друга на расстоянии, равном размерам источника: $3 \cdot 10^9$ см для пекулярного источника и $18 \cdot 10^9$ см для гало. Величина магнитного поля каждого диполя на уровне фотосферы была взята 1900 Гс для пекулярного источника и 2300 Гс для гало.

Магнитная петля пекулярного источника считалась заполненной тепловыми электронами с плотностью $3.5 \cdot 10^6$ см⁻³ и кинетической температурой $2.5 \cdot 10^7$ К.

Петля гало заполнялась смесью тепловых и нетепловых электронов. Тепловые электроны имели корональную температуру 4.3 млн К и концентрацию $2.8 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Кроме того, в петле присутствовали энергетичные нетепловые электроны с концентрацией $1 \cdot 10^7$ см⁻³ и со степенным показателем $\delta = 3.9$. Указанные параметры тепловых и нетепловых электронов были определены в результате моделирования, после

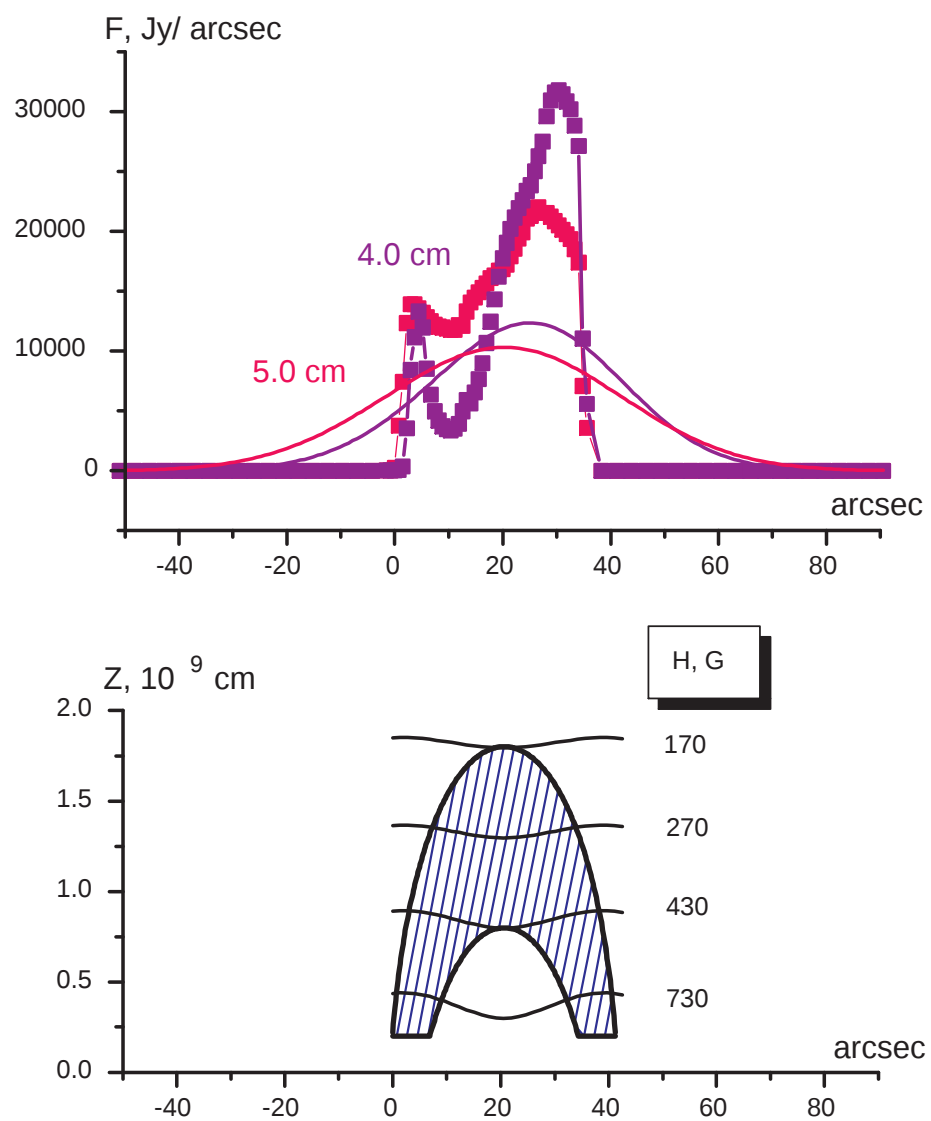


Рис. 2.2.4. Расчетные распределения интенсивности пекулярного источника. Схема магнитной петли пекулярного источника

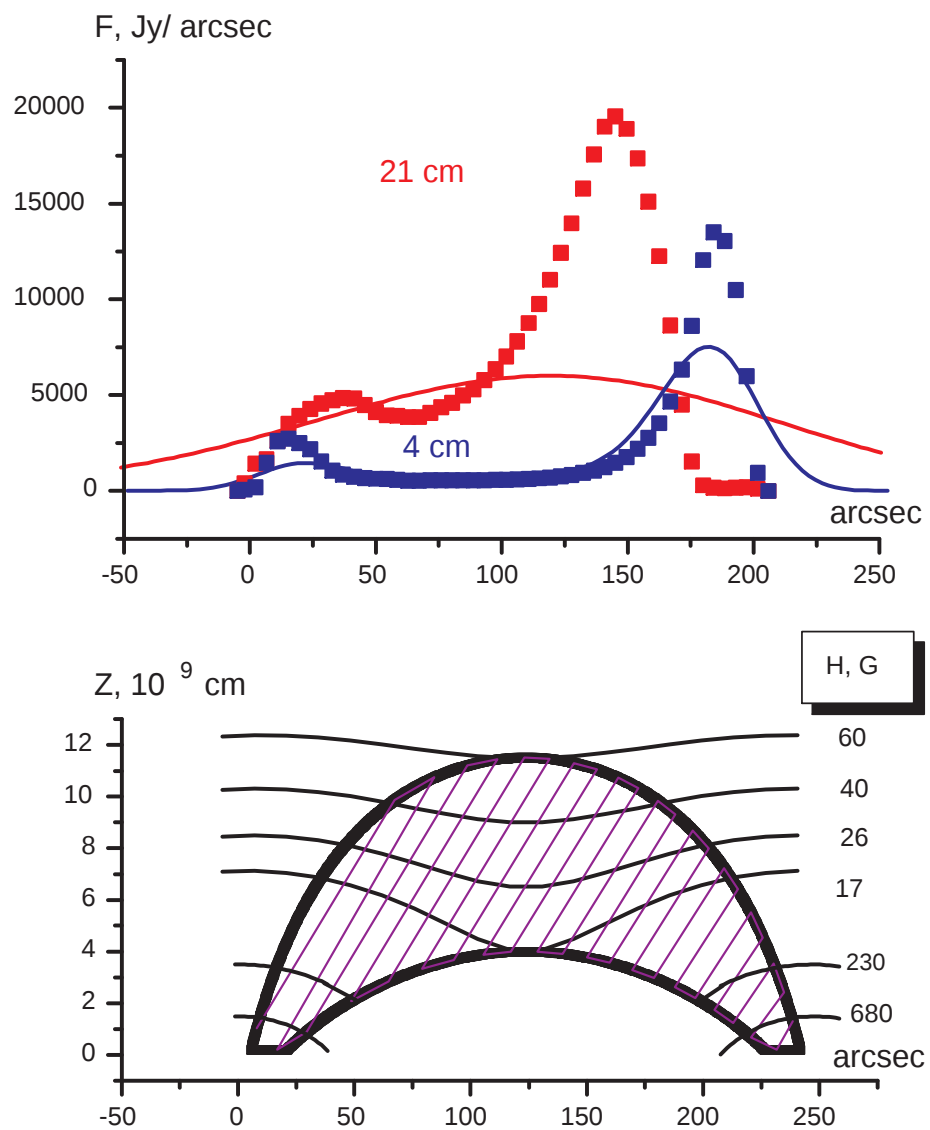


Рис. 2.2.5. Расчетные распределения интенсивности гало. Схема магнитной петли гало

многочисленных расчетов с варьированием этих параметров. Соответствие рассчитанного потока теплового тормозного излучения наблюдаемому потоку на самой короткой волне определяло задание концентрации тепловых электронов. Варьирование значений концентрации нетепловых электронов позволило добиться согласия расчетного и наблюдавшегося спектров.

Для расчета коэффициента поглощения пятенных источников и теплового тормозного излучения пекулярного источника были использованы полные выражения (Железняков [5]). Для теплового гирорезонансного излучения пекулярного источника и для теплового излучения гало были использованы упрощенные выражения Dulk и Marsh [80]. Для нетеплового излучения гало использованы упрощенные выражения Kusega et al. [67] для гиросинхротронного излучения умеренно релятивистских электронов со степенным законом распределения. Яркостная температура каждой моды (обыкновенной и необыкновенной) вычислялась при решении уравнения переноса. Интегрирование выполнялось вдоль пути излучения внутри источника под углом 35 градусов к фотосфере, согласно расположению рассматриваемой области на момент наблюдений 29 января.

Для разных волн рассчитаны двумерные карты распределений яркостной температуры (рис. 2.2.6) и оптической толщины для обеих мод радиоизлучения.

Для сравнения с наблюдениями на РАТАН-600 осуществлялась свертка рассчитанных распределений интенсивности с диаграммой направленности. Получаемые таким образом одномерные сканы распределения интенсивности вдоль источника (рис. 2.2.4 вверху, 2.2.5 вверху) непосредственно сравнивались с наблюдательными данными.

На рис. 2.2.7 показано сравнение наблюдаемых и расчетных спектров потока и яркостной температуры для всех рассмотренных компонент радиоизлучения AR6471. Видно, что на коротких волнах получается хорошее совпадение смоделированных спектров излучения источников с наблюдаемыми спектрами. В то же время на длинных волнах расчетный спектр сильно превышает наблюдаемый. Это несоответствие не удалось устранить путем варьирования параметров области излучения (магнитного поля, температуры и концентрации электронов).

Возможно, расхождение наблюдаемых и расчетных спектров в длинноволновом участке спектра может быть устранено при учете эффекта

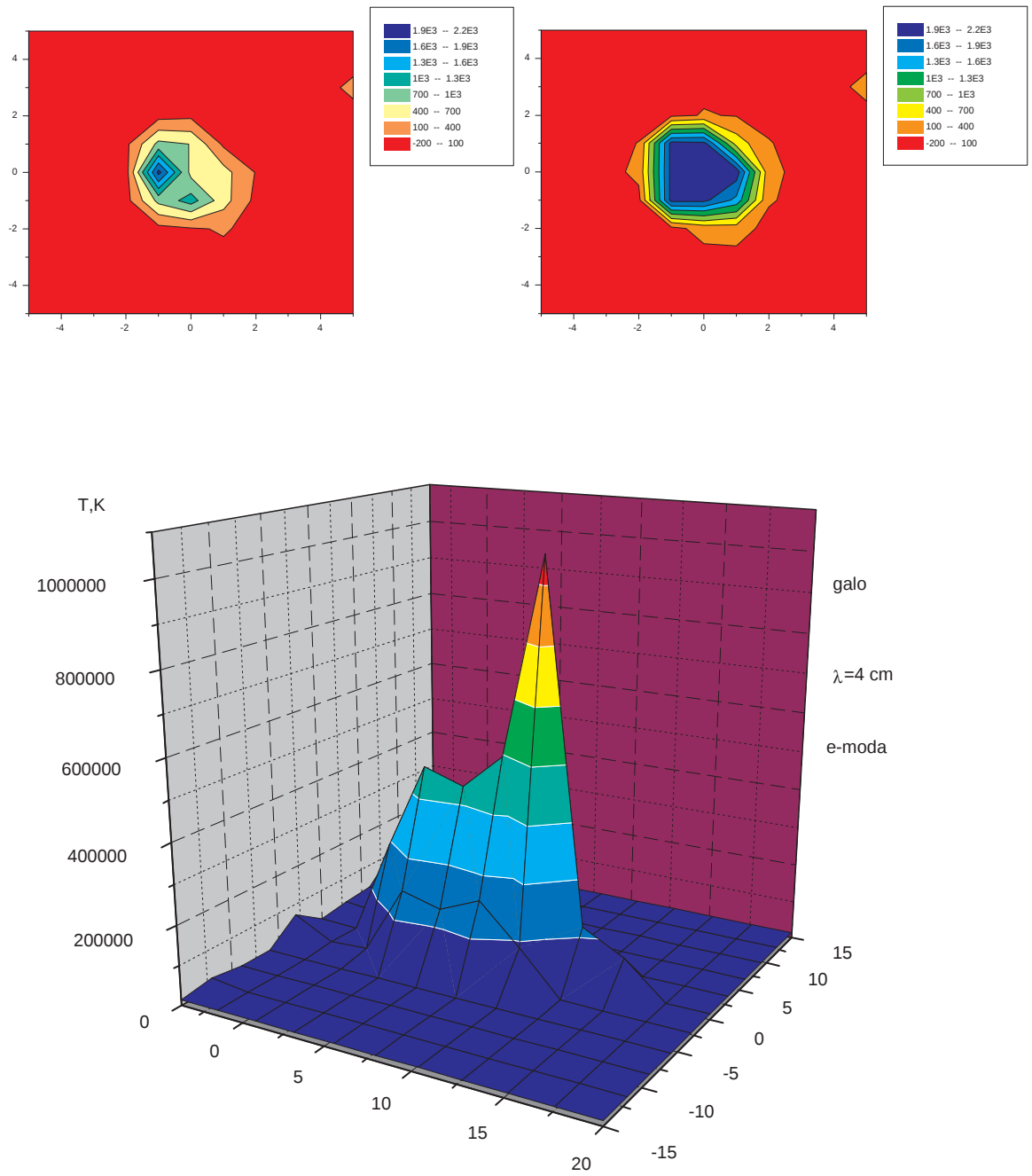


Рис. 2.2.6. Расчетные двумерные карты распределений яркостной температуры для пятна (о-мода, е-мода) и для гало (е-мода) на волне 4 см

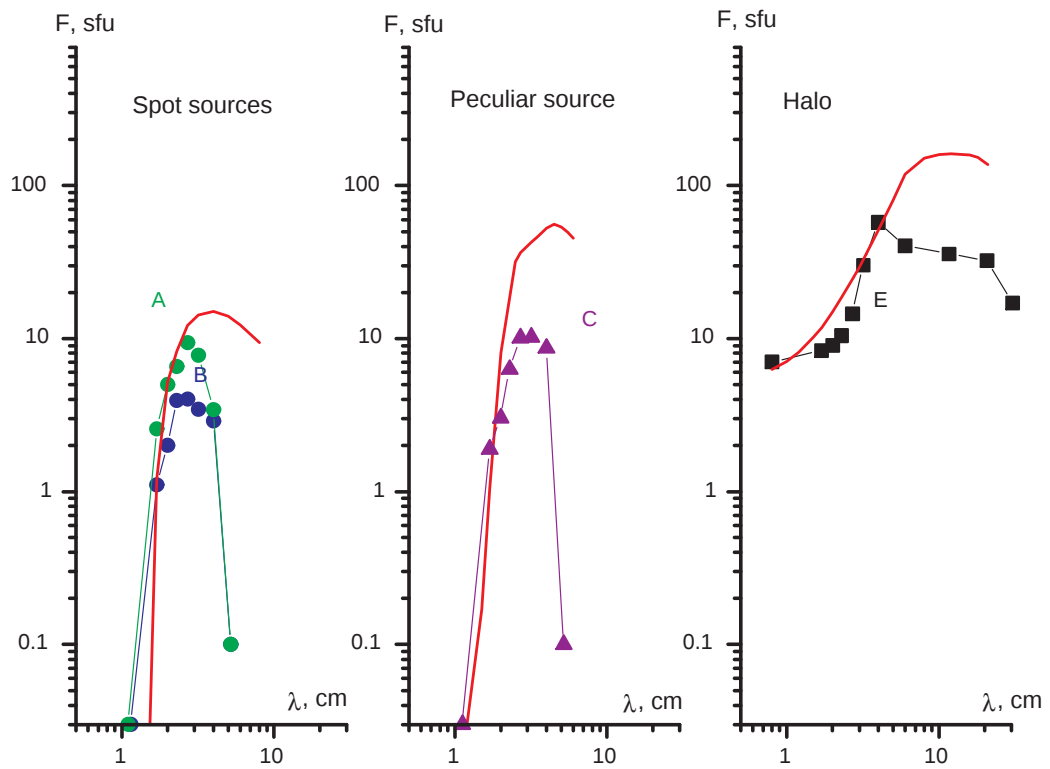


Рис. 2.2.7. Наблюдаемые и расчетные спектры потока для компонент радиоизлучения AR6471 (пятенные источники А,В, пекулярный источник С, гало Е) Для источников А, В, С верхний предел наблюдаемого потока был приравнен 0.01 с.е.п. на волне 0.8 см и 0.1 с.е.п. на волне 5.2 см

рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало.

Известно, что нетепловые электроны могут терять энергию при возбуждении плазменных волн в том месте, где они попадают в магнитную ловушку. Согласно Каплану и Цытовичу [68]), эффективное рассеяние радиоволн, распространяющихся в корональной петле, на волнах плазменной турбулентности может приводить к изменению спектров интенсивности и к увеличению углового разброса излучения источников при прохождении через турбулентную плазму (см. параграф 1.3.3.). Для некоторых видов волн плазменной турбулентности рассеяние сильно зависит от длины волны. Так, например, коэффициент рассеяния σ_l радиоволн на ленгмюровской турбулентности пропорционален λ^4 в диапазоне волн 2 – 10 см (формула 1.3.39).

Согласно нашим наблюдениям можно полагать, что для гало коэффициенты поглощения и излучения определяются совместным действием теплового гирорезонансного (ff) и нетеплового (gs) гиросинхротронного механизмов радиоизлучения: $\mu = \mu_{ff} + \mu_{gs}$; $\epsilon = \epsilon_{ff} + \epsilon_{gs}$. Причем на волне 0.8 см $\epsilon_{ff} > \epsilon_{gs}$, а на более длинных волнах $\epsilon_{ff} < \epsilon_{gs}$. Поскольку равновесные интенсивности для этих механизмов $I_0^{ff} = \epsilon_{ff}/\mu_{ff} \ll I_0^{gs} = \epsilon_{gs}/\mu_{gs}$, то $\mu_{ff} \gg \mu_{gs}$ во всем диапазоне наблюдений.

Перелом (максимум) гиросинхротронного спектра потока гало происходит на $\lambda = 5\text{ см}$, т.е. на этой волне $\alpha = \sqrt{\tau_\mu \tau_\sigma} = 1$. На волне 0.8 см по наблюдаемой яркостной температуре гало можно оценить его оптическую толщину, как $\tau_\mu = T_b/T_e = 0.003$. Поскольку τ_{ff} пропорционально λ^2 , то на $\lambda = 5\text{ см}$ $\tau_\mu = \tau_{ff} = 0.1$, а $\tau_\sigma = 10$. С учетом размера источника отсюда можно оценить σ и по формуле (1.3.39) необходимую для этого плотность энергии плазменных волн W_l по отношению к плотности энергии тепловой плазмы $W_{th} = kN_e T_e$. Это отношение $W_l/W_{th} = 10^{-4} - 10^{-5}$, что составляет малую долю (1-10%) от плотности энергии нетепловых электронов W_{gs} , необходимых для объяснения растущего спектра гало в диапазоне 1 – 5 см.

Наши данные наблюдений не позволяют выделить тип волн плазменной турбулентности, необходимый для интерпретации наблюдений, но требуют сильной зависимости коэффициента рассеяния от длины волны.

На волнах $\lambda > 5\text{ см}$ $\alpha = \sqrt{\tau_\mu \tau_\sigma} > 1$, согласно (1.3.38) рассеяние внутри материи гало на этих волнах столь велико, что оно приводит как к сильной депрессии излучения самого гало, так и к его большой непрозрачности для излучения нижележащих источников. В узком диапазоне

волн от 3 до 5 см, где τ_σ гало изменяется от 1 до 10 пропорционально λ^4 согласно (1.3.39), материя гало полупрозрачна для проходящего излучения (1.3.37), видимость нижележащих источников резко ухудшается в этом диапазоне по сравнению с более короткими волнами, а их видимые размеры могут быть много больше истинных размеров.

Так, эффективное рассеяние радиоволн плазменными волнами может объяснить следующие наблюдательные факты (Коржавин [69]):

- отсутствие низко лежащих пятенных и пекулярного источников на 5 см и более длинных волнах из-за большой непрозрачности гало, расположенного выше;
- уменьшение излучения нетепловых электронов гало на 5-8 см и более длинных волнах, что формирует спектр плотности потока гало с максимумом на 5-8 см;
- высокая временная стабильность излучения гало на длинных волнах по сравнению с изменчивостью на коротких волнах (рис. 2.2.3) и высокой вспышечной активностью AR6471 благодаря, в некотором смысле, эффектам насыщения: чем больше число нетепловых электронов, тем сильнее происходит рассеяние радиоволн.

2.3 Самоинверсия знака круговой поляризации в микроволновых источниках типа "гало"

Введение

Явление инверсии знака круговой поляризации было открыто практически одновременно с самой S-компонентой (Piddington и Minnett [70]). Как было показано более поздними наблюдениями (в основном с умеренным пространственным разрешением) Tanaka и Kakinuma [71], Петеровой и Ахмедовым [72], этот эффект наблюдается у большинства ($> 50\%$) локальных источников S-компоненты (л.и.) Если учесть, что смена знака поляризации также часто отмечается и в излучении всплесков (Tanaka и Kakinuma [74], Kruger [75]), то это явление можно считать одним из наиболее характерных свойств солнечного радиоизлучения.

Явление инверсии носит чисто геометрический характер - знак круговой поляризации зависит от гелиографических координат источника

излучения и меняется на противоположный при его переходе через солнечный ЦМ. Поэтому это явление сразу же было проинтерпретировано влиянием условий распространения поляризованного излучения через магнитоактивную среду в солнечной короне [70]. Теория этого эффекта в дальнейшем развивалась Cohen [76], Железняковым [83] и получила широкое распространение - до сих пор в тех случаях, когда наблюдается избыток обыкновенной моды излучения, как правило ссылаются на влияние поперечных магнитных полей. Однако, как выяснили из анализа наблюдений с высоким пространственным разрешением Петерова и Ахмедов [84], эта теория, строго говоря, применима только к пятенной компоненте структуры л.и.

Наблюдения с высоким пространственным разрешением, выполненные в основном на РАТАН-600, показали, что в структуре л.и. далеко не все определяется сильными магнитными полями пятен. Оказалось, что гало вносит существенный вклад в общее излучение л.и. - около 50% для "типичного" случая (Петерова [85]) и обладает поляризацией (Коржавин, Петерова [86]), свойства которой трудно объяснить в рамках представлений, развитых в [76 – 83]. В этом параграфе представлено экспериментальное и теоретическое исследование гало на примере одной АО (AR 5200, октябрь 1988 г.), излучение которой практически полностью ($\approx 80\%$) состояло из излучения гало. Ранее этот случай обсуждали Sych et al. [87], они интерпретировали структуру AR5200 как пример "холодного" пекулярного источника, что не противоречит нашей новой интерпретации, поскольку гало также как и пекулярные источники принадлежат к одному и тоже же классу источников над нейтральной линией. Ниже дано описание особенностей спектра и поляризации гало, полученное из наблюдений на РАТАН-600, а также приведена модель наблюдавшегося источника излучения, объясняющая эти особенности. В модели впервые произведен расчет поляризации с учетом влияния поперечности распространения внутри самого источника излучения, эффект которого назван нами "самоинверсия". Введение этого термина позволяет в целом упорядочить наши представления о явлении смены знака поляризации и разделить его на две категории - для компактных источников циклотронного излучения (или пятенных) и протяженных типа гало. Граница между сферами их действия, как показывают наблюдения, лежит в районе $\lambda_{bound} \approx 5$ см: на волнах, короче λ_{bound} , преобладает первый тип, на длинных волнах, больших λ_{bound} характер поляризации

определяется самоинверсией.

2.3.1 Наблюдения активной области AR5200

Группа пятен AR5200 ($\psi = 21^\circ$, ПЦМ=24,1/X -1988 г.) в процессе прохождения по диску Солнца медленно распадалась. В максимуме развития ее площадь $S_p = 1825$ м.д.п. (23/X), к моменту захода (29/X) составляя 960 м.д.п. При этом менялась и морфология группы: вблизи восхода имелось хорошо развитое головное пятно, по площади составлявшее более половины площади всей группы, которое затем быстро дробилось и окончательно распалось на мелкие ядра вблизи ПЦМ. С другой стороны развивалась раздробленная хвостовая часть группы, в результате чего АО приобретала все более симметричную биполярную структуру, состоявшую из мелких ядер и полутеней. Группа была сильно вытянута по долготе (≈ 4 угл.мин. вблизи момента ПЦМ), ее большая полуось располагалась весь период наблюдений практически вдоль солнечного экватора. Благоприятным обстоятельством для одномерных наблюдения явилось то, что в период нахождения на ЦМ наибольшие ядра противоположной магнитной полярности располагались на концах большой полуоси группы, что облегчило исследование межпятенного пространства с помощью БПР, РАТАН-600 и ССРТ, наблюдения которых использованы в данном исследовании. Для отождествления отдельных деталей структуры л.п. с фотосферными образованиями были использованы оригинальные негативы фотогелиограмм, полученные на ГАС. Обработка наблюдательного материала произведена по обычной для БПР и РАТАН-600 методике, особенности которой изложены в [88 – 102].

Излучение л.п. AR 5200 прослеживалось за 2 дня до момента восхода и через 2 дня после захода АО. Эти данные говорят о том, что область генерации излучения простиралась высоко в корону (до 100 т.км.). Спектральная плотность потока излучения по крайней мере в диапазоне (4–6) см хорошо следовала за изменением площади группы пятна S_p . Изменения поляризованного по кругу излучения л.п. в процессе его развития носят ярко выраженный геометрический характер и почти не связаны с изменениями в морфологии АО. В отличие от типичной инверсионной кривой [3] зависимость степени поляризации P от времени на всех волнах симметрична по величине P относительно момента смены знака поляризации, $P(t)=0$ наблюдается вблизи ПЦМ, причем вначале на более

короткой волне.

Структура AR 5200 была необычной: максимум с распределении яркости по источнику приходится на межпятенное пространство. На рис. 2.3.1 представлены результаты наблюдений с более высоким разрешением на РАТАН-600 вблизи момента ПЦМ, где эта особенность распределения очевидна. В структуре АО на этот день можно выделить следующие детали:

1. Широкий источник с эффективными размерами ≈ 5 угл. мин., вероятно, флоккулярного происхождения (деталь Fl на рис. 2.3.1) отчетливо прослеживается в диапазоне 2.0 – 2.7 см, имеет плоский характер спектра F^i (≈ 5 с.е.п.) и сравнительно низкую степень поляризации P (8 – 10%) для обеих компонент биполярной структуры поляризованного изображения.
2. "Тепловое гало" образует тоже достаточно протяженный источник (деталь HT на рис. 2.3.1) с размерами (2.0 – 2.5) угл. мин., который проектируется на межпятенное пространство. Характер спектра F^i и поляризации излучения аналогичны флоккулярной детали. "Тепловое гало" представляло из себя устойчивое образование. Согласно наблюдениям на РАТАН-600 оно отчетливо выделяется из общей структуры поляризационного изображения уже при восходе АО (17/X – 1988г). Это позволило оценить высоту области излучения. Оказалось, что эффективный центр тяжести излучения лежит на высоте ≈ 15 тыс. км (для волны 2,3 см). По наблюдениям при восходе АО удалось также оценить величину потока на волне 2,3 см, оказавшуюся равной ≈ 5 с.е.п. Эти значения хорошо согласуются с полученными для "теплового гало" в момент нахождения АО на ЦМ, на чем и основано сделанное выше предположение о высокой стабильности "теплового гало".
3. "Нетепловое гало" (деталь HNT на рис. 2.3.1) заметно выделяется только на длинных волнах, начиная с 2.7 см. По своему положению на 24/X оно примерно совпадает с нейтральной линией магнитного поля группы пятен и имеет размеры, растущие с длиной волны от ≈ 0.7 угл. мин. на волне 2.7 см до 2.5 угл. мин. в диапазоне (10.7 – 21.7) см. Спектр излучения этой детали характеризуется очень крутым (десятикратным) ростом потока в области коротких волн

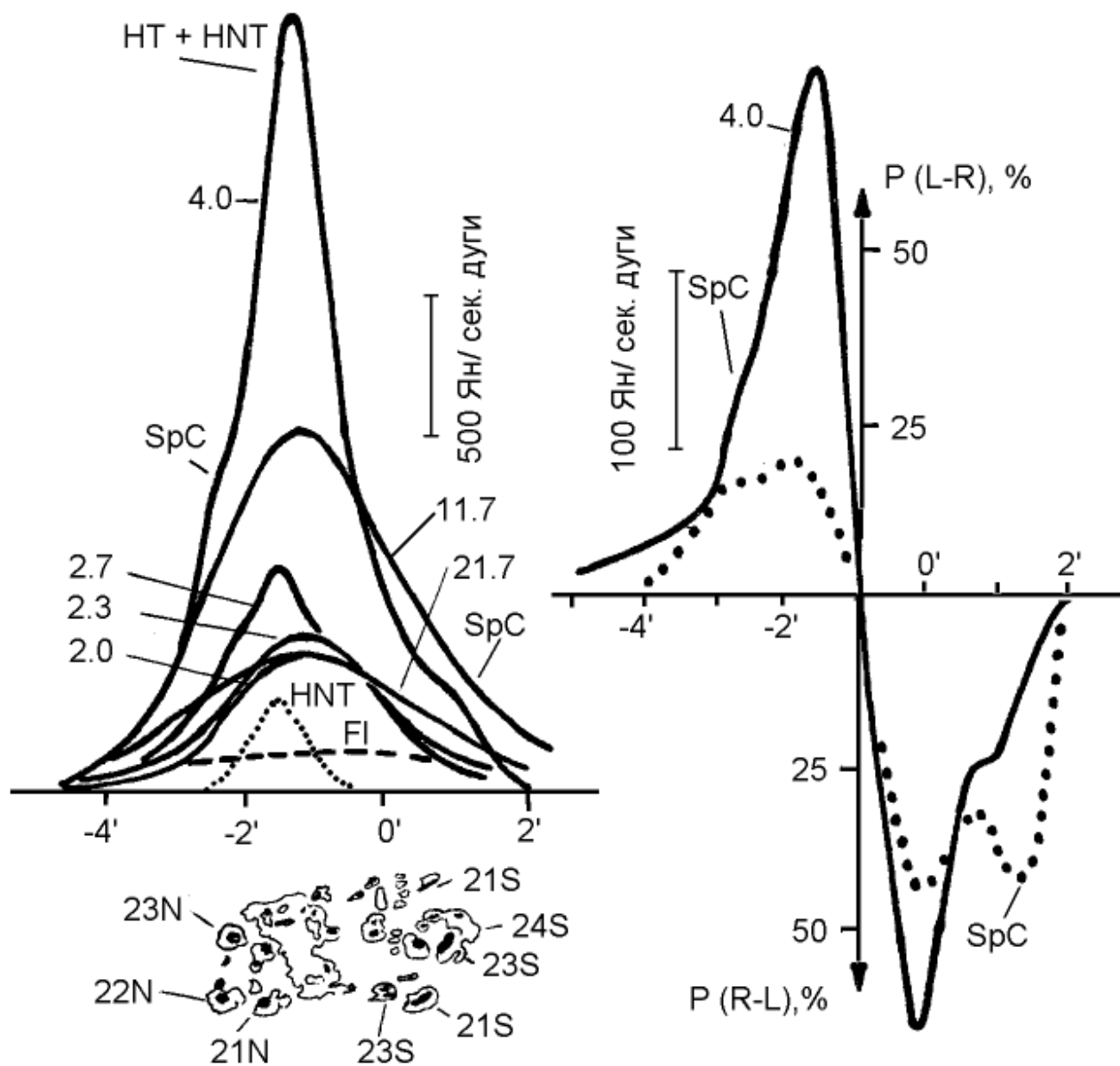


Рис. 2.3.1. Одномерные сканы AR 5200 в каналах интенсивности I (слева) и круговой поляризации V (справа), полученные на РТАН-600 24/X 1988 г., совмещенные с фотогелиограммой ГАС

(3–4) см, а из рис. 2.3.1 видно, что в диапазоне 4.0 см ”нетепловое гало” обладает наибольшей одномерной яркостью в распределении по л.и. Поток излучения этой детали ≈ 18.5 с.е.п. на волне 4.0 см в 3 раза превышает поток ≈ 7.0 с.е.п., который можно приписать ядерной компоненте л.и.(SpC), составляя $\gg 50\%$ от общего излучения л.и. (≈ 35 с.е.п.). Характер спектра F^i этой детали и объясняет данное ей название - ”нетепловое гало”.

Эффективный центр тяжести излучения по оценкам на момент выхода на волне 4.0 см находится на высоте ≈ 30 тыс. км над фотосферой, а вся область излучения простирается высоко в корону до высот ≈ 100 тыс. км.

В поляризованном излучении ”нетепловое гало” в момент нахождения на ЦМ морфологически выглядит как биполярный источник, ни один из максимумов которого не совпадает с максимумом неполяризованного излучения. Одномерная степень поляризации (см. рис.2.3.1) довольно высока ($P=20\%$ и 45%), что обычно для пятенной компоненты. Однако указанные области излучения с максимальной степенью поляризации не совпадают по положению с наибольшими пятнами в группе и смещены к центру АО.

4. Как в интенсивности, так и в круговой поляризации можно выделить 2 ядерных источника, расположенные на краях активной области над крупными пятнами. На рис. 2.3.1 они обозначены *SpC*.

Биполярный характер поляризованного излучения ”нетеплового гало” имеет место только в течение $\approx \pm 2.5^d$ вблизи ЦМ. Источник становится униполярным по мере приближения к лимбу, но знак поляризации его излучения на *E* и *W*-лимбе различен. Характерные черты этого процесса хорошо прослеживаются по наблюдениям на ССРТ. На рис. 2.3.2 представлена последовательность сканов для л.и. AR 5200, полученная на этом инструменте. ССРТ выбран для демонстрации этого процесса, поскольку он обладает в диапазоне ≈ 5 см большей разрешающей способностью (0.3 угл.мин.), чем РАТАН-600. Из представленных на рис. 2.3.2 сканов видно, что вблизи *E*-лимба, в поляризованном излучении наблюдается широкий бесструктурный источник, максимум излучения которого примерно совпадает с максимумом в интенсивности, а знак соответствует избытку необыкновенной моды излучения для магнитного

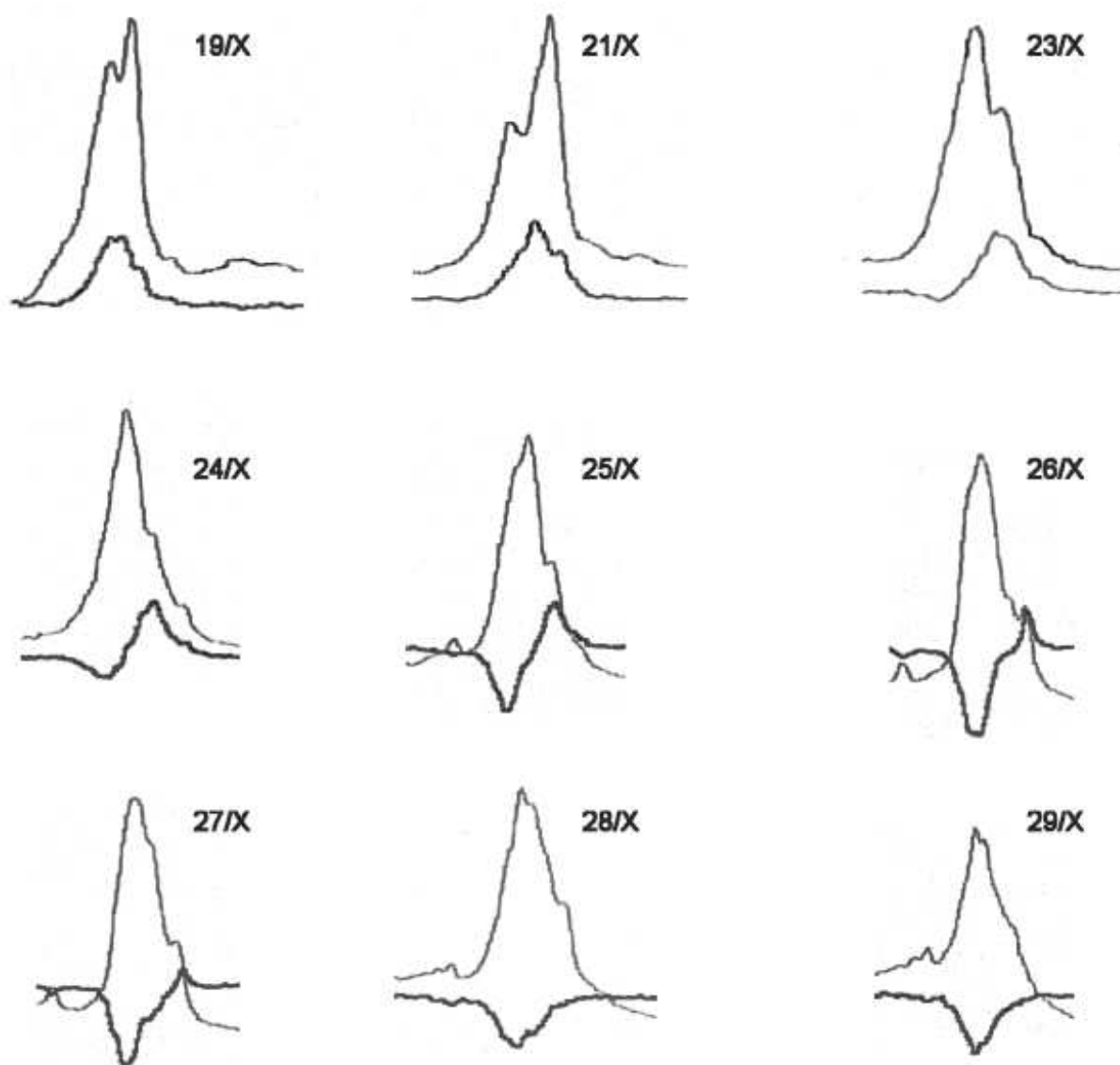


Рис. 2.3.2. Одномерные сканы AR 5200 в каналах интенсивности I и круговой поляризации V на волне 5.2 см по наблюдениям на ССРТ 19/X - 29/X 1988 г.

поля ведущей части группы. По мере приближения к ЦМ распределения яркости л.и. постепенно приобретает биполярный характер, обе компоненты которого по знаку соответствуют магнитному полю ведущей и хвостовой части АО, но как уже отмечено выше, ни одна из них не совпадает с максимумом неполяризованного излучения. При приближении АО к *W*-лимбу изменения в структуре поляризационного изображения совершаются в обратном порядке - источник вновь становится униполярным, но его знак соответствует избытку необыкновенного излучения для магнитного поля хвостовой части АО. Вблизи *E* и *W* -лимба форма распределения радиояркости по источнику поляризованного излучения близка к гауссиане, но асимметрична - она имеет более крутой внутренний (обращенный к центру Солнца) склон.

Как видно из приведенного выше описания, и для гало поведение поляризованного излучения носит чисто геометрический характер. Это означает, что и в этом случае имеет место влияние условий распространения поляризованного излучения в условиях биполярного магнитного поля АО. Однако здесь эти эффекты нельзя объяснить в рамках представлений, развитых для пятенной компоненты л.и. Если бы пятенная компонента в данном случае играла бы определяющую роль, то для такой протяженной АО, какой была AR 5200, и при высокой разрешающей способности ССРТ и РАТАН-600, характер распределения поляризованного излучения и его изменений был бы совсем другим. Здесь мы имеем дело с пространственно-протяженным источником излучения, для которого область поперечного магнитного поля и трансформация волн уже не является внешней, а находится внутри самого источника поляризованного излучения.

Каковы же физические параметры плазмы, генерирующей излучение с перечисленными выше свойствами? Ответ на этот вопрос можно попытаться получить с помощью модельных расчетов, используя современные представления о петельной структуре короны. Эту задачу можно будет считать решенной, если с помощью модели удастся объяснить основные особенности излучения гало, полученные из наблюдений.

Основные наблюдательные факты:

- Вклад гало (широкий бесструктурный источник размером 3'– 5') в полное радиоизлучение больших активных областей может составлять 50% и более во всем диапазоне 2 – 30 см, компактные пятенные источники, обычно хорошо наблюдаемые на коротких волнах (2

– 5 см), ослаблены или отсутствуют.

- В спектре гало, имеющем в целом нетепловой характер, выделяются следующие участки: а) плоская тепловая часть на самых коротких волнах (2 – 3 см) с уровнем потока $\approx 2 - 5$ с.е.п.; б) область резкого роста (спектральный индекс $n \simeq 6$) потока с длиной волны в диапазоне 3 – 5 см; в) область максимума, где поток достигает $\approx 20 - 50$ с.е.п. на волнах 5 – 8 см; г) область спада на более длинных волнах со спектральным индексом $n \simeq -1$. Яркостная температура гало достигает значений 3 – 5 МК.
- Излучение гало имеет очень слабую направленность, что говорит о большой протяженности источника излучения по высоте. Лимбовые наблюдения дают высоту центра тяжести излучения гало 30 – 50 тыс. км.
- Излучение гало слабо поляризовано по кругу, причем вблизи центрального меридиана (2 – 3 дня до и после ПЦМ) оно имеет симметричную биполярную структуру, соответствующую по знаку преобладанию необыкновенной волны в согласии с фотосферными измерениями магнитного поля. На восходе и заходе поляризованное излучение гало асимметрично или униполярно со знаком поляризации, соответствующим магнитному полю той части активной области, которая обращена к центру солнечного диска. Степень поляризации гало в диапазоне резкого роста потока (3 – 5 см) весьма велика (до 50%), что обычно характерно только для пятенной компоненты микроволновой структуры активных областей.

2.3.2 Модельные расчеты

Результаты наблюдений были интерпретированы и смоделированы в рамках представлений о тепловом и гиросинхротронном излучении электронов, удерживаемых в большой корональной петле (магнитосфере активной области) с достаточно сильным магнитным полем. Расчеты выполнялись для гало - в рамках модели большой корональной петли, содержащей тепловые электроны и надтепловые со степенным распределением по энергиям. При расчетах использовались приближенные формулы [80], с поправкой [81] для теплового гиросрезонансного и нетеплового гиросинхротронного механизмов и полные формулы [5] для теплового тормозно-

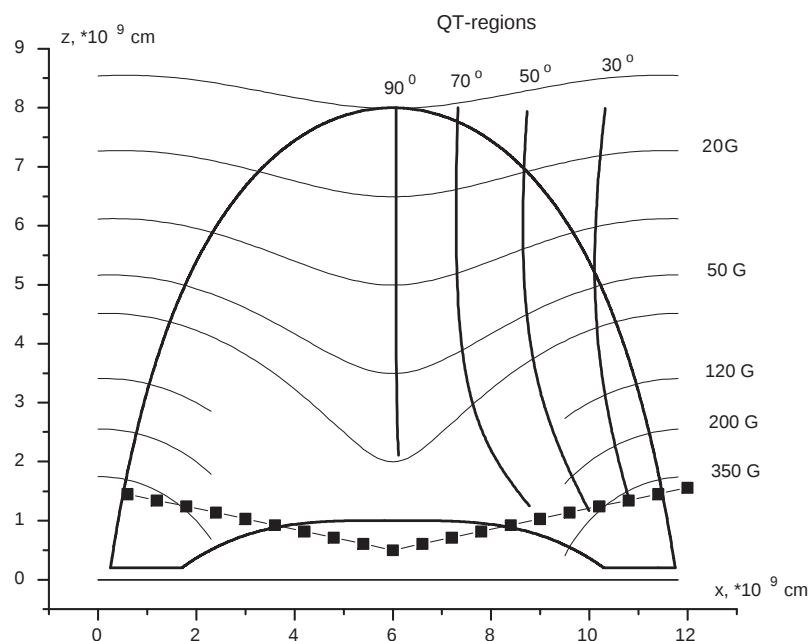


Рис. 2.3.3. Структура магнитосферы гало, заданная трехмерной магнитной петлей, z - высота над уровнем фотосферы. Показаны силовые линии магнитного поля, эквипотенциальные уровни и расположение QT-областей под разными углами к наблюдателю. Линия с квадратами показывает ограничение области излучения снизу.

го механизма. Внутри области источника решалось уравнение переноса излучения. Предполагалось, что над источником отсутствует зона поглощения и излучения. Вклад спокойного Солнца задавался начальным значением интенсивности на пути распространения волны.

Для расчета магнитного поля использовалась дипольная аппроксимация, петля моделировалась силовыми линиями магнитного поля двух диполей, находящихся на расстоянии $1.2 \cdot 10^{10}$ см. При таком расстоянии между диполями расчетные размеры источника составили $1.8 - 2.6$ угл. мин., что соответствует наблюдаемым размерам гало $2.0 - 2.7$ угл. мин. Максимальное значение магнитного поля на оси диполей принималось равным 2300 Гс, исходя из значений для фотосферного поля, измеренных ГАС. Модель источника с магнитными силовыми и эквипотенциальными линиями показана на рис. 2.3.3, там же указаны значения магнитного поля на разных уровнях. Вблизи осей диполей в "ногах" петли в сильных магнитных полях основной вклад дает пятенная компонента. Чтобы уменьшить вклад пятенного излучения, в расчетах "отрезались" участ-

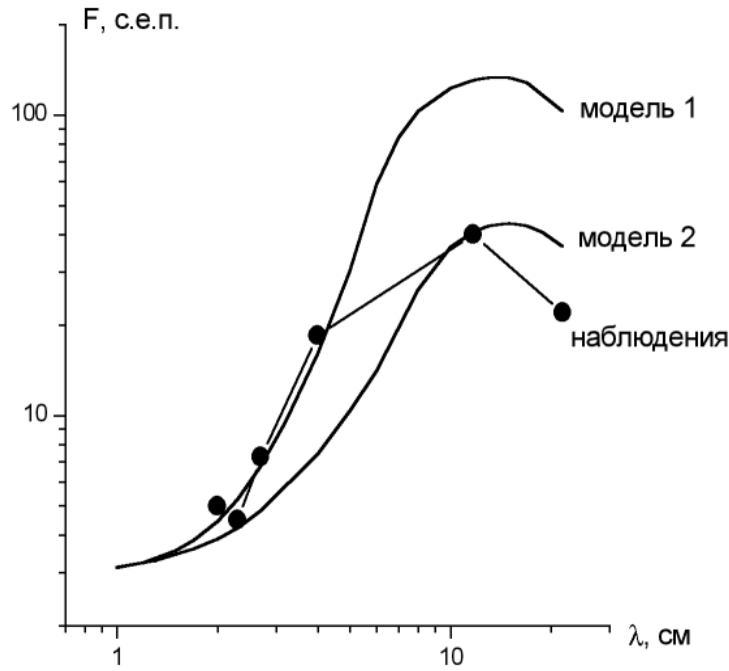


Рис. 2.3.4. Наблюдаемый ($24/X$) и расчетные (модели 1 и 2) спектры потока излучения для гало

ки петли, ограниченные конусом, с вершиной на фотосфере посередине между осями диполей и раствором 10° (на рис. 2.3.3 конус обозначен штриховой линией с квадратами).

Для тепловых электронов гало были приняты следующие параметры: температура тепловых электронов $T_e = 4.5 \cdot 10^6 K$, концентрация тепловых электронов $N_e = 3.2 \cdot 10^9 / \text{см}^3$.

Для нетепловых электронов выбор параметров оказался затруднен, так как ни один вариант не давал удовлетворительного совпадения с результатами. Были произведены вычисления для нескольких моделей, ниже представлены результаты расчета спектра по двум из них.

Полученный расчетный спектр сравнивается с наблюдаемым спектром на рисунке 2.3.4. На рисунке представлены результаты расчета спектра по двум моделям. В модели 1 концентрация нетепловых электронов $N_0 = 7 \cdot 10^7 / \text{см}^3$, показатель спектра нетепловых электронов $\delta = 5$. Эта модель хорошо совпадает с наблюдениями на коротких волнах до 4 см. Но отношение полной плотности энергии нетепловых электронов к плотности энергии тепловых электронов $W^{nt}/W^t = 0.758$, что очень велико. В модели 2 концентрация нетепловых электронов $N_0 = 5 \cdot 10^5 / \text{см}^3$, показатель спектра нетепловых электронов $\delta = 4$. Эта модель совпада-

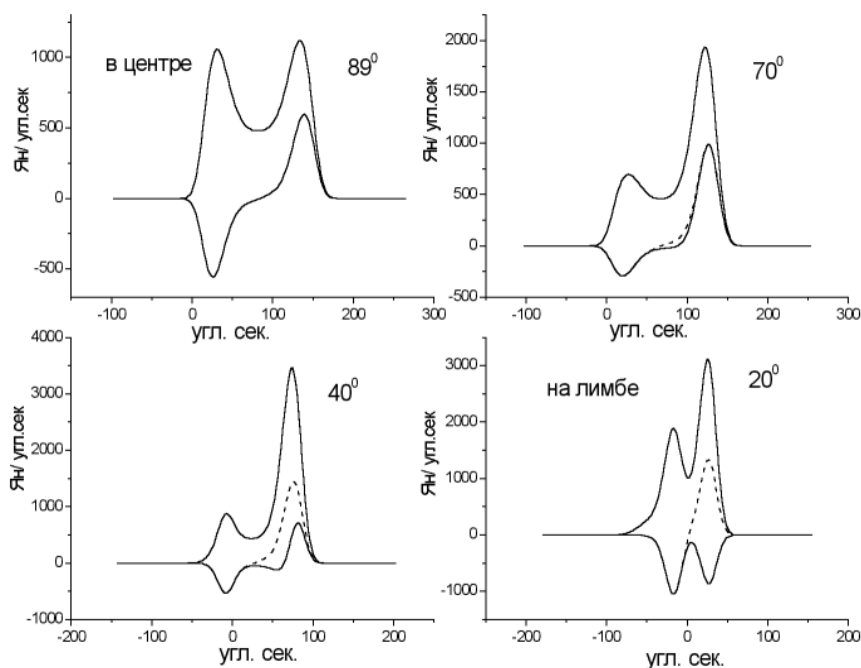


Рис. 2.3.5. Одномерные расчетные распределения интенсивности излучения вдоль источника для полного и поляризованного излучения, сглаженные с ДН ССРТ. Расчеты без учета инверсии показаны штриховой линией.

ет с наблюдениями на волнах 2.3 и 4.0 см, но на участке между ними имеет меньшие значения потока. Отношение $W^{nt}/W^t = 0.007$ в модели 2 представляется более правдоподобным. Возможность объяснения расхождения полученные расчетных спектров с наблюдаемыми будет показана ниже.

Влияние эффектов распространения на знак круговой поляризации

При моделировании поляризованного излучения гало учитывались эффекты распространения через QT-область магнитного поля, которая в условиях большой корональной петли находится внутри самого источника излучения.

Учет возможной инверсии знака поляризации при распространении излучения через QT-область для вспянутой петли проводили Alissandrakis и Preka-Papadema [24], их петля имеет такую же конфигурацию как и наш модельный источник, но там учитывались только QT-области, расположенные вне самого источника.

На рис. 2.3.3 показано расположение QT-областей внутри источника

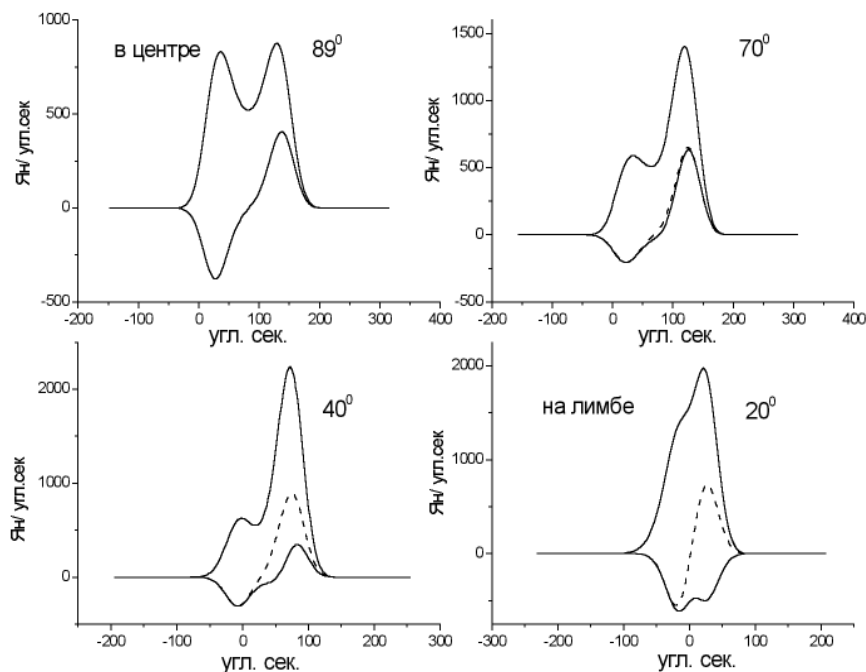


Рис. 2.3.6. Одномерные расчетные распределения интенсивности излучения вдоль источника для полного и поляризованного излучения, сглаженные с удвоенной ДН ССРТ. Расчеты без учета инверсии показаны штриховой линией.

при различных положениях петли от центра солнечного диска к лимбу. Одномерные расчетные распределения интенсивности излучения вдоль источника, сглаженные с диаграммой направленности ССРТ показаны на рис. 2.3.5 для полного и поляризованного излучения при четырех положениях источника: в центре диска, на лимбе и в двух промежуточных положениях. Распределение интенсивности поляризованного излучения, рассчитанное без учета инверсии знака круговой поляризации, показано штриховой линией. Видно, что учет самоинверсии сильно меняет характер распределения интенсивности поляризованного излучения вдоль источника. На рис. 2.3.6 показаны одномерные расчетные распределения интенсивности излучения вдоль источника, сглаженные с удвоенной диаграммой направленности ССРТ. После сглаживания с более широкой диаграммой, распределения становятся более похожими на наблюдаемые (рис. 2.3.2), чем после сглаживания с реальной диаграммой. Особенно это заметно для источника на краю лимба - широкая диаграмма "замыкает" две отдельно стоящие вершины.

Самоинверсия знака поляризации имеет место для той части корональной петли, которая расположена ближе к лимбу. Учет самоинверсии

хорошо объясняет наблюдаемую асимметрию поляризационного изображения при прохождении АО вблизи лимба.

Расхождение наблюдаемых и расчетных спектров в длинноволновом участке спектра может быть устранено при учете эффекта рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало. При этом коэффициент рассеяния должен быть $\sigma \sim \lambda^4$, что характерно для некоторых видов волн плазменной турбулентности. Нетепловые электроны теряют энергию на возбуждение плазменных волн, которые в свою очередь приводят к эффективному рассеянию радиоволн с сильной зависимостью от длины волны, распространяющихся в корональной петле. Как и в случае, рассмотренном в предыдущем параграфе, рассеяние объясняет наличие максимума в спектре потоков гало на волнах 5 – 10 см из-за сильного подавления излучательной способности нетепловых электронов на этих и более длинных волнах (это область непрозрачности вещества гало по рассеянию) и крутой участок спектра гало в диапазоне полупрозрачности (3 – 5 см), являющийся по существу суммарным излучением гало и пятенной компоненты, размытой из-за рассеяния по всему объему гало. На самых коротких волнах (2 – 3 см) и рассеяние и нетепловая добавка незначительны, поэтому здесь наблюдается только излучение оптически тонкой тепловой корональной плазмы. Расчетные распределения интенсивности вдоль источника на рис. 2.3.5 и 2.3.6 выполнены без учета рассеяния. Как указывалось в параграфе 1.3.3. рассеяние может приводить к увеличению углового разброса излучения источников при прохождении через турбулентную плазму [49], [45]. При учете этого эффекта, смоделированное разделение одномерных сканов на два источника могло бы стать менее четким и лучше соответствовать наблюдениям.

Согласно наблюдениям магнитное поле в обсуждаемой корональной петле должно достигать значений 300 Гс и более. Расчетные значения степени поляризации гиротронного излучения составляют 5 – 20%, что соответствует наблюдениям на всех волнах, кроме диапазона 3 – 5 см резкого роста потока гало. Наблюдаемая здесь более высокая степень поляризации объясняется рассеянным вкладом пятенной компоненты, истинная степень поляризации которой, как хорошо известно, может достигать 100%.

Выводы

На примере большой АО (AR 5200, октябрь 1988) уточнены представления об излучении гало - одной из деталей структуры локальных источников, генетически связанной с магнитосферой АО, полученные из спектрально-поляризационных наблюдений с высоким пространственным разрешением, в основном на радиотелескопе РАТАН-600. В случае AR 5200 излучение гало составляло $> 50\%$ от общего излучения АО. Результаты анализа наблюдательных данных и модельных расчетов позволяют сделать следующие выводы:

1. Гало - это протяженный бесструктурный источник излучения с размерами порядка размеров всей АО, центр тяжести излучения которого приходится на линию раздела полярностей биполярной группы пятен. Положение ЦТ может несколько меняться в зависимости от изменений морфологии АО, в основном в сторону раздробленной части группы.

2. Спектр неполяризованного излучения позволяет выделить две составляющие - тепловую и нетепловую части. Тепловое тормозное излучение с плоским (или спадающим в сторону длинных волн) спектром наблюдается на коротких волнах < 2.7 см. Начиная с длины волны ≈ 2.7 см, появляется нетепловая добавка с очень крутым спектром в диапазоне (3 – 5) см и сглаженным максимумом в районе (7 – 10) см. Это свидетельствует о том, что в области излучения одновременно сосуществуют 2 ансамбля частиц разной энергии.

3. Излучение гало поляризовано и испытывает инверсию знака круговой поляризации при изменении гелиографических координат АО. Явление инверсии для гало объясняется влиянием условий распространения на поляризованное излучение внутри самого источника этого излучения. Введено понятие самоинверсии.

4. Исследование поляризации гало является дальнейшим развитием представлений об инверсии знака поляризации в излучении л.и. Оно позволило упорядочить эти представления и разделить их на две части: инверсию для циклотронных источников излучения, наблюдаемую в основном в коротковолновой части спектра на волнах < 5 см, и самоинверсию для гало, определяющую характер поляризации на длинных волнах > 5 см.

5. Модель источника представляет из себя большую корональную петлю, содержащую тепловые электроны и надтепловые со степенным

распределением по энергиям. При моделировании поляризованного излучения гало учитывались эффекты распространения через QT-область магнитного поля, которая в условиях большой корональной петли находится внутри самого источника излучения. Модель хорошо объясняет основные особенности явления инверсии для гало. Наблюдаемые характеристики излучения гало объясняются при следующих параметрах модели: температура тепловых электронов $T_e \approx 4 \cdot 10^6 K$, концентрация тепловых электронов $N_e \approx 10^9/\text{см}^3$, концентрация нетепловых электронов $N_0 \approx 10^5/\text{см}^3$, показатель спектра нетепловых электронов $\delta = 3 - 4$, магнитное поле $H = 400 - 50G$.

6. Рассеяние объясняет наличие максимума в спектре потоков гало на волнах 5 – 10 см из-за сильного подавления излучательной способности нетепловых электронов на этих и более длинных волнах (это область непрозрачности вещества гало по рассеянию) и крутой участок спектра гало в диапазоне полупрозрачности (3 – 5 см), являющийся по существу суммарным излучением гало и пятенной компоненты, размытой из-за рассеяния по всему объему гало.

7. Оставляя в стороне проблему источников и механизмов генерации высокоэнергичных частиц, а также проблему их удержания и накопления, можно отметить, что в случае AR 5200 корональная петля опиралась на уровне фотосферы на очень раздробленную структуру и, возможно, реально состояла из множества отдельных петель, между которыми могли реализоваться благоприятные условия для образования токовых слоев, резистивная неустойчивость которых и была причиной генерации горячих частиц, наполнявших магнитосферу этой АО и давших такое мощное гало. Это предположение подтверждается наблюдениями на РАТАН-600, согласно которым диффузное повышение радиоизлучения часто наблюдается над скоплениями мелких пятен и пор.

2.4 Измерения магнитных полей над пятнами

2.4.1 Уточнение метода определения магнитного поля над пятнами по наблюдениям на РАТАН-600

Одним из основных механизмов микроволнового радиоизлучения солнечных активных областей над пятнами является магнитотормозной механизм излучения тепловых электронов. Источники, связанные с солнеч-

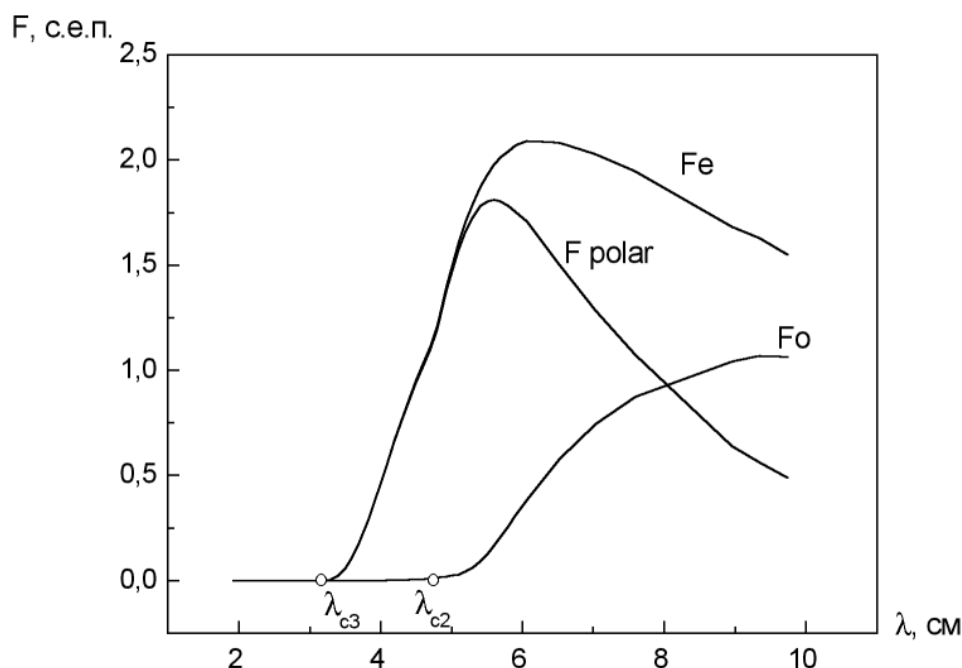


Рис. 2.4.1. Расчетный спектр интенсивности радиоизлучения источника над пятном. Показаны интенсивности обыкновенной F_o и необыкновенной F_e волны, а также поляризованный поток $F_{polar} = F_e - F_o$.

ными пятнами, указывают на повышенные значения магнитного поля и кинетической температуры электронов. Наблюдаемая яркостная температура источника определяется кинетической температурой электронов, находящихся в областях, в основном, второго и третьего гирорезонансного уровней. Уровень, эффективно излучающий необыкновенную моду ($s = 3$) обычно располагается выше над пятном, чем уровень $s = 2$, ответственный за излучение обыкновенной моды. Резкий спад поляризованного спектра источников в сторону коротких длин волн указывает, что температура над пятнами быстро увеличивается с высотой в узкой переходной зоне от хромосферы к короне. Этот наблюдательный факт позволил Ахмедову и др. развить один из радиоастрономических методов измерения магнитного поля в основании короны H_{cor} по поляризационным радионаблюдениям на РАТАН-600 [90].

На рис. 2.4.1 изображен рассчитанный спектр радиоизлучения источника над пятном с максимальным магнитным полем на уровне фотосферы $H_{phot} = 1500$ Гс, показаны интенсивности обыкновенной F_o и необыкновенной F_e волны, их разность дает поляризованный поток $F_{polar} = F_e - F_o$. Стопроцентная поляризация излучения соответствует абсолютному пре-

обладанию необыкновенного излучения. Физически это означает что излучение обыкновенной моды генерируется в более холодных слоях хромосферы, в то время как слой, соответствующий необыкновенному излучению, достигает высот с высокой корональной температурой. С уменьшением длины волны область генерации необыкновенной волны опускается в более холодные слои переходной зоны и хромосферы. Таким образом, критическая волна, на которой начинает наблюдаться поляризованное излучение, соответствует выходу необыкновенного излучения в корону в том месте, где гироуровень, соответствующий третьей гармонике, достигает корональных температур. Интерполяция F_e (или $F_e - F_o$) до нулевого уровня дает нам критическую волну λ_{c3} и мы можем найти значение магнитного поля на уровне основания короны по формуле [90]:

$$B[Gs] = \frac{3570}{\lambda_{c3}}[cm] \quad (2.4.1)$$

Аналогично, интерполяция F_o до нулевого уровня дает нам критическую волну λ_{c2} , на которой начинает наблюдаться обыкновенное излучение и которая соответствует выходу обыкновенного излучения в корону в том месте, где гироуровень $s = 2$ достигает корональных температур. Значение магнитного поля на этом уровне находится по формуле [90]:

$$B[Gs] = \frac{5355}{\lambda_{c2}}[cm]. \quad (2.4.2)$$

Спектральные поляризационные наблюдения на РАТАН-600 в диапазоне 1.7 – 30 см с 5 процентным разрешением по частоте и высоким пространственным разрешением (16" на волне 1.7 см) позволяют определять магнитное поле над пятнами на уровне основания короны по описанному методу. Благодаря недавнему усовершенствованию инструмента были повышены чувствительность по потоку и точность поляризационных измерений (Богод и др. [91]). Было создано программное обеспечение, позволяющие измерять магнитное поле по описанному методу автоматически для каждого источника (Богод и др. [92]). Метод был реализован по следующему алгоритму. Выделяется пятенный источник на всех длинах волн и строится спектр его поляризованного потока. Затем находится самая короткая волна, на которой поляризованный сигнал превышает уровень шума и начиная с этой волны по четырем точкам строится прямая методом наименьших квадратов. Пересечение этой прямой с осью

длин волн дает искомое значение критической волны. Магнитное поле определяется по формуле (2.4.1). В качестве первичной обработки вся процедура выполняется на РАТАН-600 автоматически. Такие измерения магнитного поля для каждого радиоисточника выполняются на РАТАН-600 регулярно с мая 1999г. и представляются в Интернете в рамках наземной поддержки миссии SOHO.

Этот метод измерения магнитных полей над пятнами в нижней солнечной короне по наблюдениям на РАТАН-600 был промоделирован для проверки самого метода, получения его точности и уточнения физического смысла найденной величины магнитного поля. Были рассчитаны спектры поляризованного по кругу излучения источников с температурой, концентрацией и магнитным полем, характерных для типичных источников, расположенных над пятнами. Расчеты проводились как во всем микроволновом диапазоне, так и отдельно на 11 длинах волн, соответствующих рабочим длинам волн РАТАН-600: 1.92, 2.11, 2.24, 2.32, 2.67, 2.74, 2.90, 3.06, 3.21, 3.83, 4.08 см. Рассчитывалась интенсивность теплового циклотронного излучения обыкновенной и необыкновенной волн на первых четырех гармониках гирочастоты по полным формулам для оптической толщины [5]. Модель магнитного поля задавалась в дипольной аппроксимации с двумя входными параметрами: полем на уровне фотосферы и глубиной погружения диполя. Кинетическая температура хромосферы принималась равной 10 000 К, короны – 2 млн К. Для переходной зоны при расчетах использовались две модели а) двухслойная модель с мгновенным переходом от 10 000 К к 2млн К на уровне 2000 км. б) модель с плавной 1000-км зоной перехода с линейной зависимостью температуры от высоты.

Концентрация определялась из расчета $N = 2 \times 10^{12} / T$ (постоянство давления). Излучение рассчитывалось для области расположенной на любой долготе (или широте), размером $4 \times 4 \cdot 10^9$ см (покрывает всю область излучения пятна).

Для сравнения с данными наблюдений на РАТАН-600 проводилась свертка с диаграммой направленности радиотелескопа для каждой длины волны. По спектру необыкновенного (либо поляризованного) излучения находилась критическая волна в точном соответствии с реализованным на РАТАН-600 способом. По ней определялось магнитное поле. Кроме того, тем же способом по спектру обыкновенного излучения находилось значение магнитного поля по второй гармонике. Найденные две

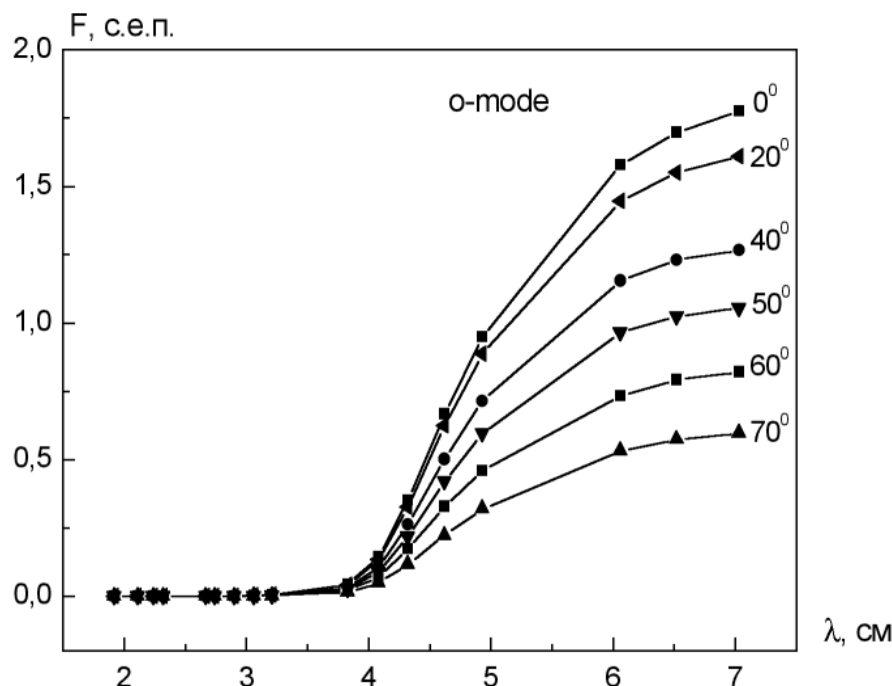


Рис. 2.4.2. Расчетный спектр интенсивности радиоизлучения источника над пятном для обыкновенной F_o волны для разных положений пятна на диске Солнца

величины магнитного поля сравнивались друг с другом, с модельным полем в основании короны на оси пятна и с задаваемым фотосферным полем.

Был проведен ряд расчетов с изменением следующих входных параметров: положение пятна на диске Солнца (долгота изменялась от 0° до 80° с шагом 10°) (рис. 2.4.2), поле на уровне фотосферы (от 1500 до 3000 Гс с шагом 100 Гс), погружение диполя ($2 - 3 \cdot 10^9$ см), уровень шумов (10 – 30 K).

Модельные расчеты подтвердили, что при следовании методу измеряется максимальное значение магнитного поля пятен на высоте основания короны. Согласно моделированию, значение магнитного поля, измеряемое по наблюдениям на РАТАН-600 по излучению на 3-ей гармонике гирочастоты (необыкновенная волна или поляризованный поток), на 7% меньше действительной величины с точностью 3%, для измерений той же величины магнитного поля по 2-ой гармонике (обыкновенная волна) получаемая точность лучше 3%, без уменьшения (увеличения) действительной величины магнитного поля.

До сих пор измерения магнитного поля по второй гармонике на РАТАН-600 не проводились. Это связано также с тем, что получить

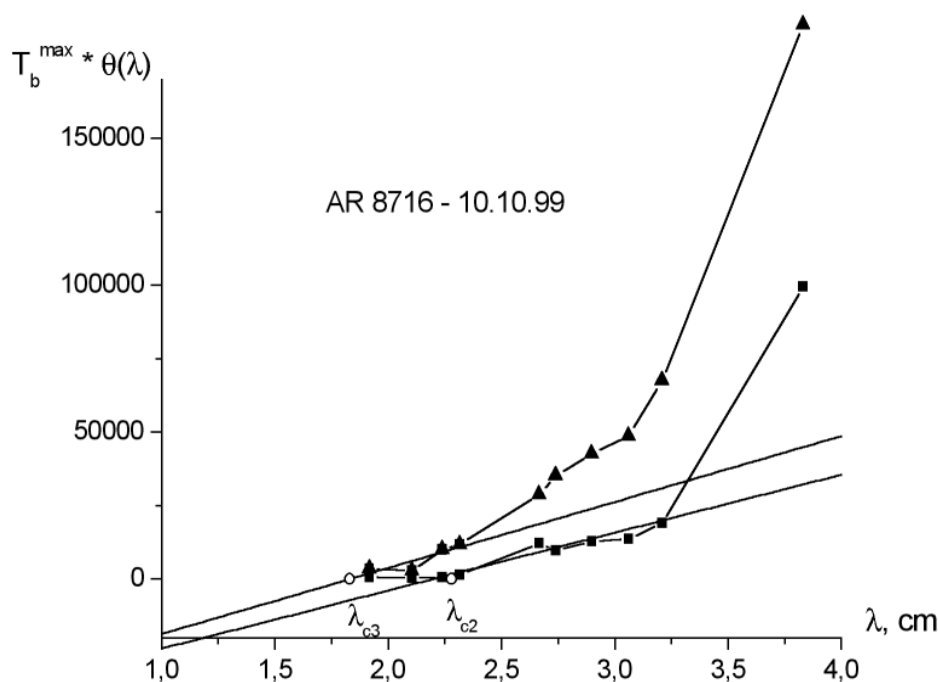


Рис. 2.4.3. Коротковолновая часть спектра для AR8716 с двумя интерполяционными линиями для право- и левополяризованного излучений и критическими длинами волн λ_{c2} и λ_{c3} .

спектр обыкновенного излучения сложнее, чем спектр поляризованного излучения (совпадающий на коротких волнах со спектром необыкновенного излучения и необходимый для расчетов магнитного поля по третьей гармонике). В неполяризованном излучении возникает необходимость отделения излучения источника от излучения подложки, это трудно реализовать автоматически и требуется непосредственное участие наблюдателя в обработке. Однако интересна сама возможность получения магнитного поля вторым, независимым способом. Вместо терминов "обыкновенное и необыкновенное" излучение при обработке наблюдений логично использовать "право- и левополяризованное" излучение.

Для примера были обработаны наблюдения 3 пятен: AR8716 (10.10.99), AR8668 (19.08.99) и AR8699 (13.09.99). На рис. 2.4.3 показана коротковолновая часть спектра для AR8716 с двумя интерполяционными линиями для право- и левополяризованного излучений. Пересечения этих линий с уровнем нуля дает нам критические длины волн λ_{c2} и λ_{c3} . Подставляя их соответственно в уравнения 2.4.1 и 2.4.2 мы находим величину магнитного поля: 1950 Гс и 2350 Гс. Тем же способом мы получаем для AR8668 – 1890 Гс и 2350 Гс, для AR8699 – 1900 Гс и 2150 Гс соответ-

ственно. Разница между величинами магнитного поля, измеренными по спектрам право- и левополяризованного излучения, составила около 20% (большее значение поля соответствовало измерениям по необыкновенной волне). Хотя ожидалось совпадение этих величин в пределах ошибок, эта разница заметно превышает точность измерения для каждого из значений магнитного поля, которая была найдена из моделирования.

Модельные расчеты подтвердили, что при следовании методу измеряется максимальное значение магнитного поля пятен на высоте основания короны. Однако сам метод не позволяет определить эту высоту. Можно предполагать, что эта высота не является постоянной, а изменяется в разных активных областях в зависимости от физических условий. Весьма малое значение (порядка 2000 км) высоты основания короны осложняет ее определение наблюдательными методами, что обосновывает необходимость развития модельных методов.

2.4.2 Метод определения высоты основания короны над пятнами по магнитографическим и микроволновым наблюдениям

По магнитографическим наблюдениям с пространственным разрешением 3 – 5" возможно измерить распределение магнитного поля пятна на фотосфере. В некоторых работах, например, Бумбы [93] и Обридко [94], было показано, что распределение напряженности магнитного поля, полученное для ряда пятен, можно согласовать с дипольным. В то же время, дипольное приближение широко используется в моделировании радиоизлучения пятенных источников. Представляя магнитное поле над пятном в дипольном приближении, можно связать между собой измеренные фотосферные и корональные значения поля и определить высоту основания короны над пятном. Для дипольной модели необходимы два параметра, которые можно определить из магнитографических наблюдений – значение фотосферного поля на оси пятна H_{phot} и глубину z_{dip} погружения диполя. Параметр H_{phot} определяется как максимальное значение магнитного поля пятна по магнитографическим измерениям, с учетом проекции продольной компоненты. Глубина погружения диполя рассчитывается в предположении, что продольная компонента вектора магнитного поля H_z обращается в ноль на некотором расстоянии R от центра пятна. Радиус R мы определяли двумя способами: по изображе-

нию пятна в континууме как радиус полутени пятна R_{spot} , спроектированный на центр солнечного диска и, согласно наблюдениям Kawakami [95], как $1.3R_{spot}$. Тогда z_{dip} и высота переходного слоя z_{cor} находятся по формулам:

$$z_{dip} = \frac{R}{\sqrt{2}} \quad (2.4.3)$$

$$z_{cor} = z_{dip} \left(\sqrt[3]{\frac{H_{phot}}{H_{cor}}} - 1 \right) \quad (2.4.4)$$

На основании описанных соображений предложен метод для определения высоты основания короны по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 и на магнитографе в Ondřejov (Чехия). Для выполнения метода необходимо получить магнитографические измерения одиночного симметричного пятна и величину магнитного поля H_{cor} на уровне основания короны над этим пятном, найденную из радиоастрономических измерений.

По изображению пятна в континууме, полученному на магнитографе, измерялся радиус пятна R_{spot} в направлении, перпендикулярном направлению на центр диска. Значение магнитного поля H_{phot} в центре пятна подбиралось таким образом, чтобы получить в расчетном распределении продольной компоненты поля такое максимальное значение, которое бы равнялось максимальному наблюдаемому значению H_{max} . В качестве первого приближения использовалось

$$H_{phot}^o = H_{max} / \cos(\theta), \quad (2.4.5)$$

где θ – угловое расстояние между пятном и центром солнечного диска. Затем значение H_{phot} уточнялось. По формулам 2.4.3 и 2.4.4 находились глубина погружения диполя и высота основания короны.

Метод был проверен на шести одиночных симметричных пятнах. Магнитографические наблюдения проводились в спектральной линии MgI. В таблице 2.4.1 указаны номера активных областей, даты их наблюдения, диаметры пятен D , угловые расстояния от центра диска θ , значения магнитного поля по радио и магнитографическим измерениям и найденные высоты. Радиусы R считались обоими указанными способами и найденные по ним высоты усреднялись.

Как видно из таблицы, для высоты основания короны получены значения от 600 до 4300 км над фотосферой пятна, среднее значение соста-

активная область	дата наблюдения	D угл.сек.	θ градусы	H_{cor} Гс	H_{phot} Гс	z_{cor} км
AR7552	30.07.93	38	16.1	1640	3000	2500
AR8574	07.06.99	46	32.1	1320	1510	600
AR8668	19.08.99	51	12.7	1410	3000	4300
AR8692	13.09.99	51	31.1	1740	2900	2800
AR8699	13.09.99	49	14.1	2030	2300	600
AR8694	09.09.99	28	30.3	900	1500	1500

Таблица 2.4.1. Данные измерений. Указаны номера активных областей, даты их наблюдения, диаметры пятен D , угловые расстояния от центра диска θ , значения магнитного поля по радио H_{cor} и магнитографическим H_{phot} измерениям и найденные высоты основания короны z_{cor} .

вляет 2000 км, что соответствует общим представлениям.

Чтобы уточнить, насколько дипольное приближение соответствует реальному распределению поля на фотосфере, величины магнитного поля, измеренные магнитографом на разных расстояниях от центра пятна, сравнивались с величинами, рассчитанными в дипольном приближении. На рис. 2.4.4 представлены распределения напряженности продольной компоненты магнитного поля вдоль диаметров пятен. Ось абсцисс направлена к центру солнечного диска. Квадратами обозначены значения поля, измеренные на магнитографе, линиями – рассчитанные в дипольном приближении, внутренняя линия соответствует $R = R_{spot}$, внешняя линия – $R = 1.3R_{spot}$. Можно отметить общее согласие между измеренными значениями и кривыми, рассчитанными в дипольном приближении, отклонения по расстоянию от центра пятна не превышают 5–7". Пятно AR7552, которое по своему изображению лучше всего приближается к идеальному симметричному пятну, вполне точно описывается дипольным приближением на уровне фотосферы (рис. 2.4.3, 2.4.4). Таким образом, видно, что дипольное приближение действительно годится для моделирования магнитного поля симметричных пятен.

В методе могут быть использованы две (и более) спектральные линии. Для каждой из линий можно по формуле (2.4.3) рассчитать глубину погружения диполя. При этом следует принять во внимание различные

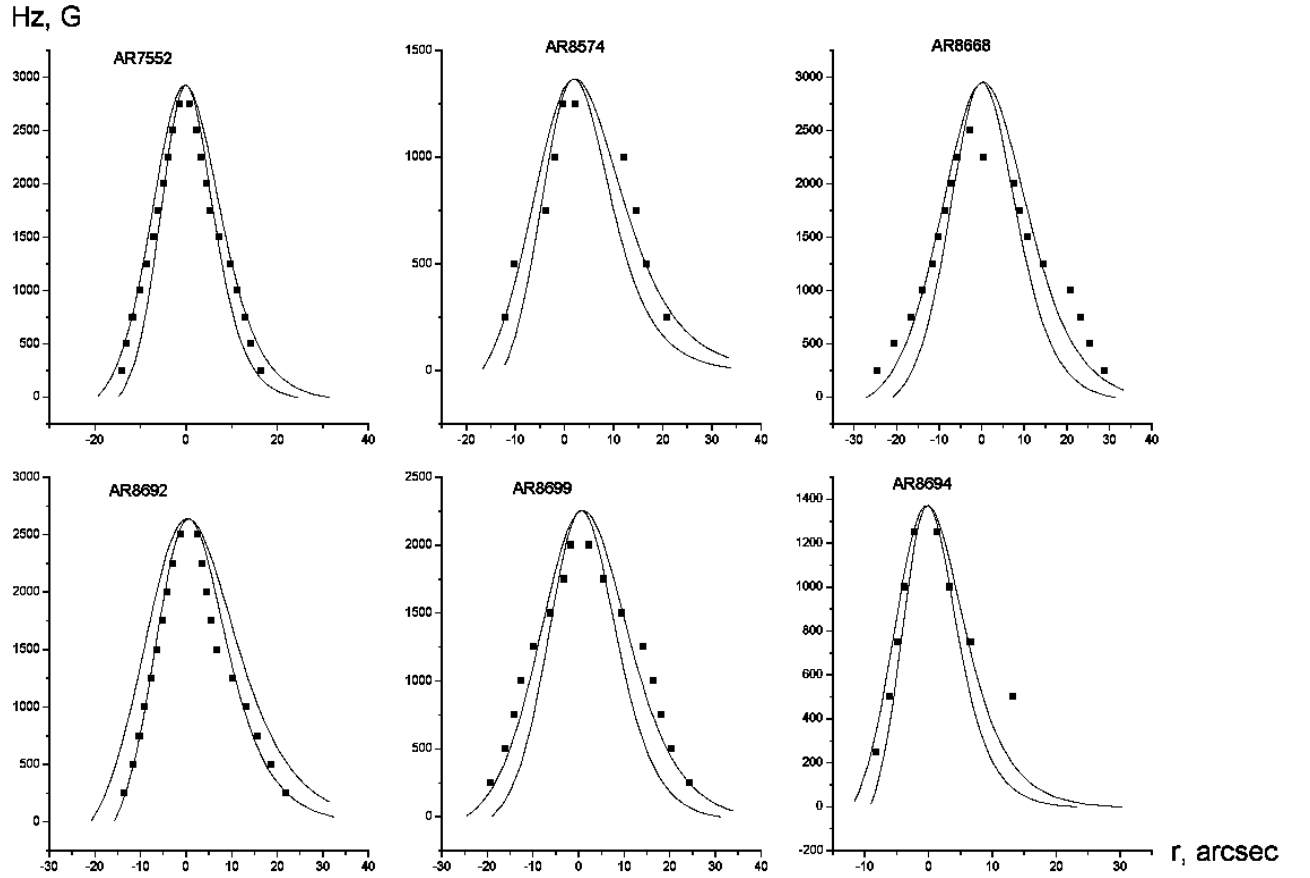


Рис. 2.4.4. Распределения напряженности продольной компоненты магнитного поля вдоль диаметров пятен. Ось абсцисс направлена к центру солнечного диска. Квадратами обозначены значения поля, измеренные на магнитографе, линиями – рассчитанные в дипольном приближении, внутренняя линия соответствует $R = R_{spot}$, внешняя линия – $R = 1.3R_{spot}$.

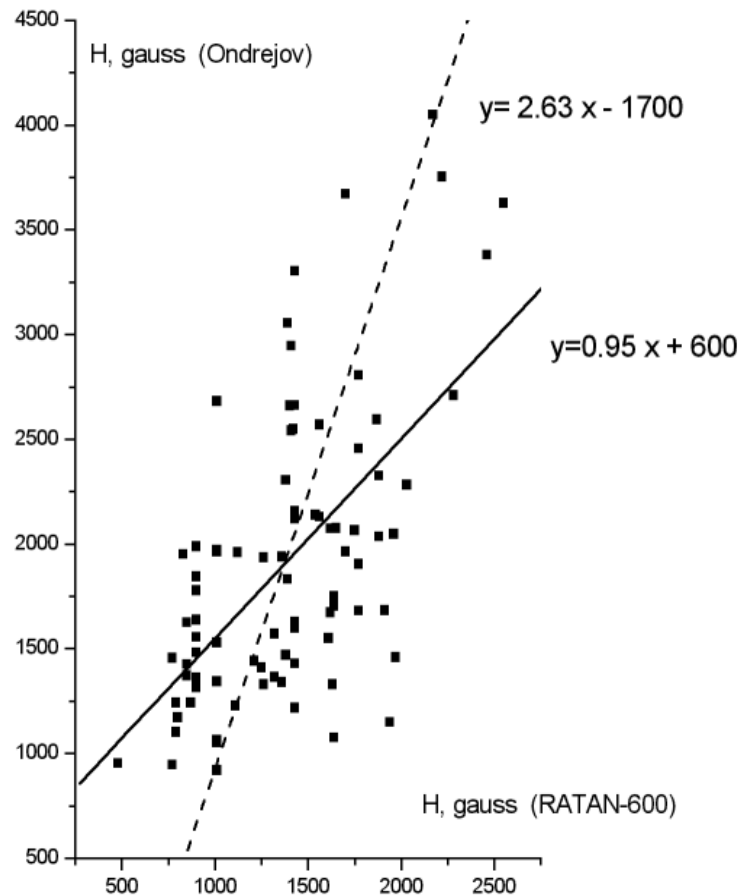


Рис. 2.4.5. Соотношение между магнитными полями солнечных пятен, измеренными радиоастрономическими (РАТАН-60) и оптическими методами (магнитограф в Ondřejově).

высоты образования спектральных линий. Определяя глубину погружения диполя по каждой из линий отдельно, можно на основе разности между ними проверить достоверность полученных результатов.

Таким образом, в данном параграфе обоснован метод определения высоты основания короны над пятнами по магнитографическим и радиоизмерениям и подтверждено, что для представления магнитного поля симметричных пятен на уровне фотосферы можно использовать дипольное приближение.

На рис. 2.4.5 построена корреляционная диаграмма магнитных полей пятен, измеренных магнитографом в Ondřejově на уровне фотосферы от магнитных полей тех же пятен, найденных из радиоизмерений на РАТАН-600. Использованы данные за период четыре месяца с июня по сентябрь 1999 г. для всех пятенных источников, для которых удалось выполнить отождествление. Всего использовано 86 измерения. Если счи-

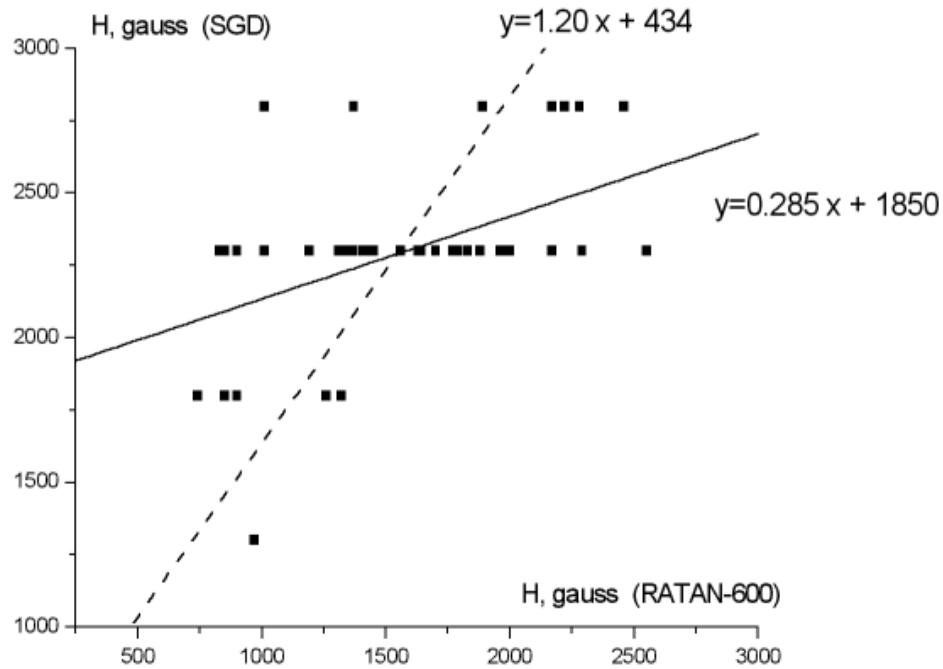


Рис. 2.4.6. Соотношение между магнитными полями солнечных пятен, измеренными радиоастрономическими (РАТАН-600) и оптическими методами (данные, опубликованные в SGD).

тать магнитные поля, найденные по радиоданным независимыми величинами, а найденные по оптическим данным - зависимыми, то методом наименьших квадратов получим регрессионную прямую (сплошная линия на рис. 2.4.5):

$$H_{opt} = 0.95H_{rad} + 600 \quad (2.4.6)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.602$. Штриховой линией показана регрессионная прямая, для которой независимыми переменными считались магнитные поля, найденные по оптическим данным:

$$H_{opt} = 2.63H_{rad} - 1700 \quad (2.4.7)$$

На рис. 2.4.6 изображена еще одна зависимость магнитных полей пятен, измеренных на уровне фотосферы, от магнитных полей тех же пятен, найденных из радиоизмерений на РАТАН-600, за август 1999 г. Всего использовано 53 измерения. Для значений фотосферных полей использованы данные, опубликованные в бюллетене Solar Geophysical Data. Методом наименьших квадратов была найдена регрессионная кривая (сплошная линия на рис. 2.4.6, в качестве независимых переменных магнитные

поля, найденные по радиоданным):

$$H_{opt} = 0.285H_{rad} + 1850 \quad (2.4.8)$$

с коэффициентом корреляции $R = 0.488$.

В этом случае регрессионная прямая, для которой независимыми переменными считались магнитные поля, найденные по оптическим данным (штриховая линия):

$$H_{opt} = 1.20H_{rad} + 434 \quad (2.4.9)$$

Интересно сравнить полученные регрессионные прямые 2.4.7 и 2.4.9 с результатом, полученным в работе [90], где приводится прямая, построенная для магнитных полей по оптическим данным ГАС в качестве независимых переменных, а в качестве зависимых переменных выступают магнитные поля, найденные на РАТАН-600:

$$H_{opt} = 1.19H_{rad} + 90 \quad (2.4.10)$$

Коэффициент наклона прямой при H_{rad} совпадает с коэффициентом в (2.4.9) и в два раза отличается от коэффициента в (2.4.7). Данные, использованные в (2.4.9) и (2.4.10) получены визуальным способом, в то время как данные для (2.4.7) получены на магнитографе, где магнитные поля меряются автоматически, без непосредственного участия наблюдателя. Магнитографические измерения сильно зависят от погоды, и даже легкая дымка может привести к ощутимой потере абсолютной точности (относительная точность – распределение магнитного поля по пятну – может сохраниться). Изображение ”дрожит” и результат автоматически усредняется, что приводит к занижению магнитного поля. При визуальном способе наблюдатель способен выделить максимальное значение магнитного поля. Возможно, с этим связано большое количество малых магнитных полей (ниже 1500 Гс) на графике 2.4.7, что привело к дополнительному повороту регрессионной прямой и возрастанию коэффициента наклона.

2.5 Выводы

В данной главе описаны наблюдения и моделирование долгоживущих компонент магнитосферы активной области - таких как источник с флоккулом, пятенная компонента, гало и пекулярный источник.

В первом параграфе представлены наблюдения на РАТАН-600 в сентябре – октябре 1996 г. биполярной флоккульной области с волокном. Радиоизлучение флоккула промоделировано с учетом совместного действия теплового тормозного и нетеплового гиротронного излучения горячей корональной петли, внутри которой находился холодный и плотный источник (волокно). Моделирование позволило диагностировать следующие параметры области излучения: для корональной петли вне волокна – температура тепловых электронов 1.5 млн К и их концентрация $2.3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$. Кроме того, в петле присутствовали энергетичные нетепловые электроны с концентрацией $5.0 \cdot 10^3 \text{ см}^{-3}$ и со степенным показателем $\delta = 3$. Параметры тепловых электронов в области волокна – температура $T = 10000 \text{ К}$ и концентрация $N = 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В рассчитанных распределениях радиояркости присутствуют два горба с минимумом посередине, что соответствует характеру полученных при наблюдении сканов. Рассчитанный спектр полного потока излучения флоккула с волокном показывает хорошее совпадение с наблюдательными данными. Этот факт, а также значительная стабильность явления (более двух солнечных оборотов), свидетельствуют о непрерывно действующих нетепловых процессах в солнечной короне в период глубокого минимума солнечной активности.

Во втором параграфе данной главы представлены наблюдения на РАТАН-600 большой комплексной активной области AR 6471. Для сравнения и анализа использовались также данные радионаблюдений на ССРТ, магнитограммы высокого качества, полученные в Beijing Astronomical Observatory. Проведено компьютерное моделирование трехмерной структуры данной активной области, включающей различные по геометрии и происходящим в них физическим процессам компоненты. Рассчитаны характеристики радиоизлучения (интенсивность, поляризация, яркостная температура и оптическая плотность) на основе теплового тормозного, циклотронного и нетеплового гиротронного механизмов. При развитой теории пятенного микроволнового излучения остаются плохо изученными механизмы, ответственные за пекулярные источники и источники типа гало. Представленные модельные расчеты, которые включают тепловые и нетепловые процессы, достаточно хорошо воспроизводят высокочастотную часть спектров источников, однако отличаются от наблюдаемых спектров на длинных волнах. Это расхождение может быть устранено при учете эффекта рассеяния радиоизлучения

при его распространении через материю гало.

В третьем параграфе на примере AR 5200 (октябрь 1988) уточнены представления об излучении гало. Модель источника представлена большой корональной петлей, содержащей тепловые и ускоренные электроны. С помощью моделирования были диагностированы следующие параметры области излучения: температура тепловых электронов $T_e \approx 4 \cdot 10^6 K$, концентрация тепловых электронов $N_e \approx 10^9/\text{см}^3$, концентрация нетепловых электронов $N_0 \approx 10^5/\text{см}^3$, показатель спектра нетепловых электронов $\delta = 3 - 4$, магнитное поле $H = 400 - 50 G$. Явление инверсии для гало объяснено влиянием условий распространения на поляризованное излучение внутри самого источника этого излучения. Введено понятие самоинверсии.

На основе наблюдений и моделирования радиоизлучения активных областей AR 6471 и AR 5200 сделан вывод о необходимости учета процессов рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало, приводящих к замыванию изображений как самого гало, так и нижерасположенных пятенных и пекулярных источников, а также к существенному изменению спектров потоков радиоизлучения этих объектов. Так, рассеянием объяснено наличие максимума в спектре потоков гало на волнах 5 – 10 см и крутой участок спектра гало в диапазоне полупрозрачности (3 – 5 см), являющийся по существу суммарным излучением гало и пятенной компоненты, размытой из-за рассеяния по всему объему гало.

В четвертом параграфе проведены модельные расчеты для уточнения физического смысла определения магнитного поля в короне над солнечными пятнами по многоволновым наблюдениям в сантиметровом диапазоне. Расчеты подтвердили, что при следовании методу измеряется максимальное значение магнитного поля пятен на высоте основания короны. Согласно моделированию, значение магнитного поля, измеряемое по наблюдениям на РАТАН-600 по излучению на 3-ей гармонике гирочастоты, на 5 – 12% меньше действительной величины с точностью 3%, для измерений той же величины магнитного поля по 2-ой гармонике получаемая точность лучше 3%, без уменьшения (увеличения) действительной величины магнитного поля. Так как значение критической волны связано с величиной магнитного поля, изменение точности измерений магнитного поля зависит от неравномерности заполнения частотного диапазона, на котором проводятся наблюдения.

По наблюдениям на РАТАН-600 нескольких пятен удалось померить магнитное поле не только по третьей, но и – впервые – по второй гармонике гирочастоты. Спектры рассчитывались по распределениям интенсивности излучения право- и левополяризованной волны, что предоставило возможность независимого измерения магнитного поля по обыкновенному и необыкновенному излучению. Разница между величинами магнитного поля, измеренными по спектрам право- и левополяризованного излучения, составила около 20% (большее значение поля соответствовало измерениям по необыкновенной волне). Хотя ожидалось совпадение этих величин в пределах ошибок, эта разница заметно превышает точность измерения для каждого из значений магнитного поля, которая была найдена из моделирования.

Обоснован предложенный автором метод определения высоты основания короны над одиночными пятнами по магнитографическим и микроволновым измерениям. Метод был проверен на нескольких одиночных симметричных пятнах. На основе магнитографических наблюдений этих пятен подтверждено, что для представления магнитного поля симметричных пятен на уровне фотосферы можно использовать дипольное приближение. Для высоты основания короны получены значения от 600 до 4300 км над фотосферой пятна, среднее значение составляет 2000 км, что соответствует общим представлениям.

Глава 3

Исследование всплесков

В данной главе исследуется всплесковая компонента магнитосферы активной области, представлены наблюдения на РАТАН-600 и моделирование микроволнового излучения корональной магнитной петельной структуры источника так называемого "миллиметрового" всплеска; описаны наблюдения в диапазоне 1-2 ГГц трех всплесков с медленным позитивным дрейфом на радиоспектрографе в Ondřejov (Чехия), для этих всплесков оценены скорости источников возмущений и рассмотрена модель поднимающейся вспышечной петли с распространением источников всплеска от вершины петли вниз к основанию петли вдоль силовых линий.

3.1 Введение

Солнечные вспышки являются наиболее мощным проявлением солнечной активности (Svestka [114]). Для изучения и диагностики солнечных вспышек весьма велико значение радиовсплесков (Железняков [5], Kundu [99]). Микроволновые солнечные всплески тесно связаны с гипотетической областью первичного энерговыведения солнечной вспышки, что позволяет с их помощью изучать как тонкую временную и пространственную структуру самого процесса первичного энерговыведения, так и физические характеристики солнечной атмосферы в ближайшей окрестности первичного энерговыведения. Для проведения этих исследований необходимо создать теоретическую модель вспышечного явления, связывающую в единую физическую картину процессы накопления, внезапного быстрого выделения и трансформации энергии, происходящие в процессе солнечной вспышки. В настоящее время решены или близки к решению лишь отдельные части этой сложнейшей задачи, так что картина всего

процесса вспышки пока далека от однозначности (Svestka [114], Melrose [106], Shibata [107]).

Наиболее популярной и разработанной к настоящему времени представляется следующая последовательность событий, совокупность которых составляет вспышечное явление. Конвективные движения в фотосфере Солнца под активной областью, имеющей сложную магнитную структуру, приводят к еще большему ее усложнению в результате либо скручивания трубки магнитных силовых линий, соединяющих два солнечных фотосферных пятна с противоположной магнитной полярностью (Gold и Hoyle [108], Alfven и Carlqvist [109]), либо в результате всплытия новой магнитной трубки и ее сближения со старой, имеющей противоположную магнитную полярность (Heyvaerts et al. [110], Longcope [111]). Эти процессы могут приводить к образованию токовых слоев в солнечной хромосфере, отделяющих две области с магнитным полем противоположной полярности (Priest et al. [112], Parnell et al. [113]), которые постепенно растут, запасая магнитную энергию за счет энергии изменяющегося магнитного поля. Устойчивость токовых слоев в течение десятка часов обусловлена весьма высокой проводимостью хромосферной плазмы и, следовательно, малым джоулевым потерям (Svestka [114], Melrose [106]). Затем, в результате развития какого-либо типа макро или микро неустойчивости, в токовом слое резко возрастает турбулентность плазмы, появляются области с аномально большим электрическим сопротивлением, разрывы токового слоя, большие напряженности электрического поля (Alfven и Carlqvist [109]). В результате резко возрастает тепловыделение в малой области пространства, ускоряется большое количество заряженных частиц до весьма высоких (надтепловых) энергий. Часть ускоренных частиц захватывается в магнитные ловушки (Alissandrakis и Preka-Papadema [24]), образованные вершинами магнитных петель с магнитными пробками в их основаниях, часть, двигаясь вдоль магнитных силовых линий трубки, достигает плотных слоев хромосферы и нагревает ее, вызывая импульсную часть оптического, крайнего ультрафиолетового и частично жесткого рентгеновского излучения, испаряет часть материала плотных слоев хромосферы (Hirayama [115]), который поднимаясь вдоль магнитных силовых линий заполняет всю магнитную трубку, становясь источником мягкого рентгеновского излучения вспышки (Chiuderi Drao et al. [119]). Часть энергии из области первичного энерговыделения переносится более медленными про-

цессами теплопроводности и конвекции, образуя гало вспышки в указанных диапазонах электромагнитного спектра. Вторая часть ускоренных заряженных частиц диффундируя в солнечной короне достигает открытых силовых линий магнитного поля активной области (Hirayama [115]), проникает далеко вверх в солнечную корону, вызывая всплески радиоизлучения III типа (плазменный механизм генерации) (Benz [117], Bastian [118]) и IV типа (синхротронный механизм генерации) в дециметровом и в метровом диапазоне радиоволн, а так же выходит в межпланетное пространство, достигая в отдельных случаях орбиты Земли. Захваченные магнитными ловушками вблизи области первичного энерговыделения ускоренные частицы становятся источниками микроволнового (магнитотормозной, частично тормозной столкновительный механизм генерации) и жесткого рентгеновского (столкновительный механизм генерации) всплесков ([119], Lee и Gary, [120]). Быстрый нагрев областей первичного энерговыделения вызывает расширение ее с образованием ударных волн, которые распространяясь через солнечную корону переносят процесс возбуждения на большие расстояния, вызывают метровые радиовсплески II типа (Kai [121], Nelson и Melrose 122]), а возможно и вторичное ускорение заряженных частиц на фронте ударной волны. Широкий спектр масштабов различных вспышечных событий и различное соотношение интенсивностей разных сторон комплексного вспышечного процесса, в разных событиях, обусловленное разнообразием свойств крайне неоднородной окружающей среды (активных областей солнечной хромосферы и нижней короны) приводят к тому, что не все перечисленные выше проявления наблюдаются в каждом конкретном вспышечном событии.

Среди большого числа различных морфологических типов солнечной всплесковой активности в радиодиапазоне особое место занимают микроволновые радиовсплески. Микроволновые всплески хорошо коррелируют с интенсивными хромосферными вспышками, причем наилучшая корреляция с наиболее мощными (хотя и наиболее редкими) событиями в оптической линии водорода H_α .

Пространственная локализация микроволновых всплесков (по результатам радиоинтерферометрических измерений и сравнений с магнитограммами фотосферы и изображениями вспышки в линии H_α и в мягком рентгеновском излучении) соответствует части вершины или, иногда, основаниям магнитной петли или группы взаимодействующих петель в верхней хромосфере и нижней короне (диапазон высот - тысячи - десятки

тысяч километров над фотосферой).

Микроволновые всплески (также как и жесткие рентгеновские всплески, с которыми первые имеют наилучшую временную корреляцию) имеют наименьшие наблюдаемые размеры и наименьшую временную постоянную изменения по сравнению с электромагнитным излучением вспышки в других диапазонах, кроме того их характеризует наиболее раннее начало, что свидетельствует о наиболее тесной связи с процессами первичного энерговыделения во вспышке (Lee и Gary [116]). Кроме того, среди многочисленных проявлений вспышечного процесса микроволновые всплески являются единственным непосредственно наблюдаемым процессом, в значительной степени обусловленным распределением магнитных полей в ближайшей окрестности гипотетической зоны первичного энерговыделения во вспышке. Магнитные поля определяют не только локализацию, но и интенсивность и спектрально-поляризационные характеристики этих всплесков, тогда как вспышечные явления в других диапазонах волн связаны с магнитными полями лишь морфологически.

Для понимания процессов, происходящих в активной области (АО) во время хромосферной вспышки, важное значение имеет исследование пространственной структуры источника микроволнового всплеска, который, как правило, сопровождает вспышку. Такого рода исследования до сих пор носят эпизодический характер, поскольку они требуют высокого пространственного и временного разрешения, что достигается в наблюдениях одновременно только в исключительных случаях.

В первых наблюдениях микроволновых солнечных всплесков, сначала на NRAO (Kundu и Alissandrakis [123]), затем на VLA и WSRT [124] структура всплесков выглядела довольно просто. Размеры источников типа *GRF* (gradual rise and fall) не превышали одной минуты дуги, типа *PBI* (post burst increase) – были больше 2.5 мин. дуги. Явление постепенного (gradual) всплеска включает в себя оба вспышечных типа. Вспышечные источники располагались вблизи нейтральных линий магнитного поля, между H_α -ядрами.

Однако дальнейшие наблюдения показали, что микроволновые всплески имеют сложную многокомпонентную структуру. Различаются две основные фазы всплеска: импульсная и постепенная (или диффузная, gradual) (De Jager [125]). Импульсная фаза иногда (Willson [129]) пространственно отделена как от предвсплескового радиоизлучения, так и от радиоизлучения во время фазы медленного спада интенсивности вспле-

ска.

Во время всплеска положение ядра источника всплеска может изменяться (Mendoza-Torres и Korzhavin [100]), а само ядро – расширяться после достижения излучением максимальной интенсивности (Alissandrakis и Kundu [124]). Хотя компактный источник всплеска может быть пространственно отделен от других источников в активной области, только часть всего всплеска возникает в этом компактном ядре [123, 97, 98] – всплеск затрагивает всю АО: основная масса излучения приходит из большого района, включающего источники S -компоненты, излучение которых увеличено по сравнению с предвсплесковым состоянием.

При наблюдениях с высоким пространственным разрешением выявляется непростая пространственная структура всплесков [100]. Всплесковое излучение разделяется на петлеобразные структуры с общей длиной 3×10^{10} см (Willson [127]). Всплесковые источники находятся между H_α -ядрами, которые располагаются в районах с противоположной полярностью, у подножий магнитной петли. У всплесков наблюдается также разнообразная тонкая временная и спектральная структура (Bruggen et al. [130], Alaart et al. [132]). Всплески часто состоят из нескольких компонент, причем отдельные пики всплеска могут происходить из разных мест внутри одного района со сложной магнитной структурой (Willson [129]). Наблюдения выявляют тесную связь между импульсной и постепенной всплесковыми компонентами, а также между всплесками и активностью S -компоненты (Bogod et al. [98]). Наблюдаемые яркостные температуры составляют, как правило, $10^7 - 10^8$ К; размеры источника $5'' - 30''$ и степень круговой поляризации от 10 до 90%.

В опубликованных обзорах всплесков [130, 132, 133, 126] классификация всплесковых событий основывается на чисто феноменологических описаниях, не связанных с физическими процессами, так как последние, большей частью, неизвестны. Не существует единой модели вспышечной активности, создание которой затрудняется сложностью и многообразием происходящих во время вспышки явлений.

Полная интенсивность и круговая поляризация радиоизлучения часто начинают изменяться до всплеска (Willson [127]), свидетельствуя о предвсплесковом нагревании и изменениях в магнитной структуре активной области. Изменения в распределении круговой поляризации также отражают изменения в конфигурации магнитного поля во время солнечных всплесков. Микроволновые наблюдения обычно выявляют широкополос-

ный континуум всплесков длительностью до нескольких минут; принято считать, что это циклотронное излучение ускоренных электронов [100, 130, 117]. На фоне континуума выделяются спайки, источник которых дает, как, в основном, считают, нетепловое когерентное излучение [117]. Встречается также интерпретация всплесков типа GRF на основе нетеплового гиромагнитного излучения [98, 128, 131].

Таким образом, нет единой модели всплеска, но существуют две основные конкурирующие модели источника всплеска: тепловая и нетепловая, причем каждая может рассматриваться в двух вариантах: импульсной и непрерывной инжекции энергии. Для соответствия наблюдениям иногда приходится выбирать модель, сочетающую как нетепловое, так и тепловое излучения, так как оба типа излучения могут наблюдаться одновременно (Nishio и Nakajima [134]). Чаще всего полагают, что импульсной фазе соответствует нетепловой компонент излучения, а диффузной - тепловой (Enome и Nakajima [135]), причем тепловой спектр формируется по мере приближения к моменту максимальной фазы. Природа и положение источника могут меняться в процессе всплеска, следовательно, для выбора модели вспышки весьма важен вопрос о пространственных и временных соотношениях между тепловым и нетепловым источниками.

Имеющиеся в настоящее время теоретические представления о физических условиях в областях генерации солнечных микроволновых всплесков основаны главным образом на весьма большом материале об их временных профилях на разных частотах, которые получают по наблюдениям полного потока радиоизлучения Солнца [5, 58]. В то же время имеющиеся отрывочные наблюдательные данные о пространственной структуре соответствующих областей радиоизлучения и их динамике часто полностью противоречат этим представлениям. Отрывочность наблюдений всплесков на РАТАН-600 связана с плохим временным разрешением этого радиотелескопа, однако его высокое пространственное разрешение и спектральная широкодиапазонность позволили в ряде случаев получить новые данные о пространственной структуре источников всплесков на большом числе частот микроволнового диапазона [96 – 101]. Несмотря на эпизодичность этих наблюдений, получаемая из них информация о спектрально-пространственной структуре всплесков является существенно новой и ставит проблему уточнения и даже пересмотра имеющихся теоретических и модельных представлений об этих всплесках.

Зависимость же структуры источника от фазы всплеска самым тесным образом связана с проблемой механизмов нагрева и остывания области излучения в процессе вспышки и поисками источников первичного выделения энергии.

В следующем параграфе приводится случай наблюдений на РАТАН-600 мощного миллиметрового всплеска на стадии "post burst increase" (PBI) и описывается модель данного всплеска.

3.2 Моделирование мощного миллиметрового всплеска по наблюдениям на РАТАН-600

3.2.1 Наблюдательный материал

В исследовании использованы сканы Солнца, полученные на РАТАН-600 29 – 30 января 1991г. в диапазоне длин волн 0,8 – 11,7 см в момент местного полдня около 9:26 UT. Наблюдения позволили исследовать спектр по 9 точкам в указанном диапазоне с анализом круговой поляризации. Обработка наблюдательного материала производилась по методике, изложенной в [102]. Для отождествления отдельных деталей структуры одномерных распределений яркости, полученных на РАТАН-600, использовались фотогелиограммы ГАС ГАО РАН (Кисловодск). Временные профили всплеска на рис. 3.2.1 воспроизведены по оригинальным наблюдениям станций Службы Радиоизлучения Солнца в Кисловодске и Зименках. Внизу указаны длительность, время максимума и мощность хромосферных вспышек, происходивших в этот период в активных областях СД NN 25 – 27/ 1991г . Спектр всплеска в момент максимума потока на рис. 3.2.6 построен по данным, взятым из Солнечных данных и Solar Geophysical Data, а также по данным, полученным в Бернской обсерватории. Сведения о хромосферных вспышках, площадях пятен, рентгеновских потоках и величинах магнитного поля взяты из тех же бюллетеней .

Вспышка произошла 30 января 1991г в группе пятен СД No 26/1991г , которая входила в состав большого комплекса активности, включавшего в себя еще две группы пятен СД No 25 и No 27/1991г (No 6466, No 6462 и No 6469 соответственно). На рис. 3.2.2-б показана зарисовка фотогелиограммы этого комплекса активности, полученной в Кисловодске на ГАС. Группа пятен СД No 26/1991г наблюдалась на диске Солнца с 22

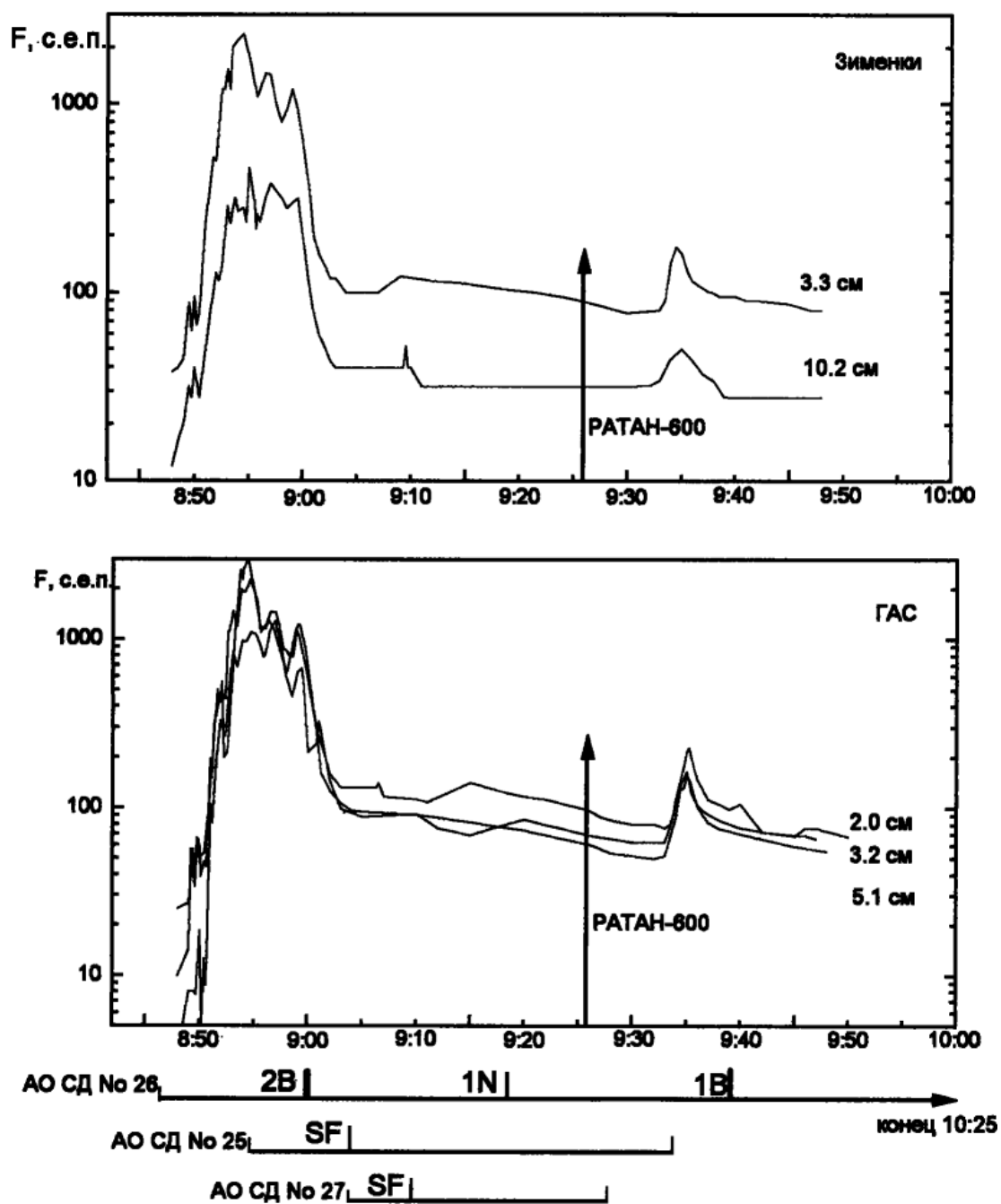


Рис. 3.2.1. Профили мощного миллиметрового всплеска 30 января 1991г. по данным станций НИРФИ (Зименки) и ГАС ГАО РАН (Кисловодск). Стрелкой указан момент наблюдений на РАТАН-600.

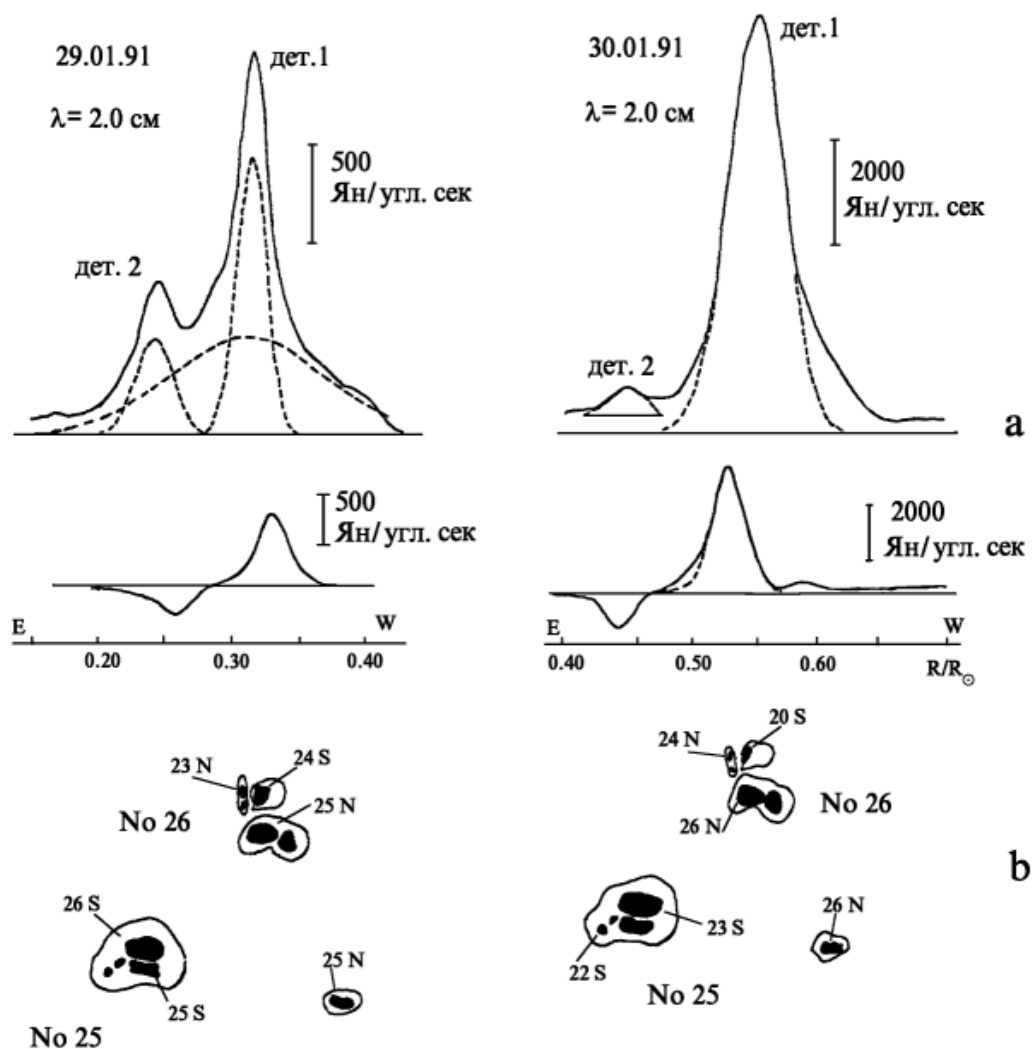


Рис. 3.2.2. Регистрация источника по наблюдениям на РАТАН-600 29 и 30 января 1991 г. в сопоставлении с оптическими данными: а – Распределение яркости источника на волне 2,0 см в канале интенсивности, б – распределение яркости в канале поляризации (штриховыми кривыми показано разделение источника на отдельные компоненты), в – зарисовка фотогелиограммы, полученной в Кисловодске на ГАС ГАО РАН. Величины магнитных полей даны по бюллетеню Солнечные данные.

января по 02 февраля 1991г и в течение всего периода мало менялась по площади ($S_p = 800$ м.д.п.) и своей морфологии. Она представляла очень большую полутень, в которую были вкраплены ядра сравнительно малой площади, преимущественно N -полярности магнитного поля. Лишь одно из ядер в $(N - W)$ части полутени было S -полярности. В целом по своей морфологии на фотосфере СД No 26/1991г выглядела как униполярная структура, для которой было неочевидно, куда замыкалось магнитное поле основных ядер.

АО СД No 26/1991г. была вспышечно активной, в ней было зарегистрировано около 50-ти слабых вспышек (SF) и одна (30 января) балла 1В – 2В. Она длилась 96 мин, по данным станции LEAR два раза за этот период увеличивая свою яркость: в 9:00UT - 2В, X1.0 и в 9:39UT - 1В.

3.2.2 Результаты наблюдений всплеска на РАТАН-600

Всплеск 30 января 1991г. примечателен тем, что он сопровождался самым ярким источником из наблюдавшихся на РАТАН-600 в мм-диапазоне (0,8 см). Всплеск наблюдался на стадии "post burst increase", спустя примерно 30 минут после максимума (см. рис.3.2.1). В момент наблюдений на РАТАН-600 происходило медленное спокойное уменьшение интенсивности радиоизлучения всплеска, предшествовавшее (за 5 мин) небольшому вторичному максимуму.

Эффект всплеска по наблюдениям на РАТАН-600 определялся путем сравнения наблюдений за 29 и 30 января 1991г. На рис. 3.2.2–3.2.4, 3.2.9–а для этих дней показано распределение яркости источника, связанного с комплексом активности СД No (25+26). На коротких волнах, где выше разрешение РАТАН-600, данные представлены более подробно. Согласно наблюдениям за 29 января 1991г в структуре источника над АО СД No (25+26)/1991 можно выделить следующие детали (см. рис. 3.2.2, 3.2.9–а): деталь 1 отождествляется с СД No 26/1991; деталь 2 (хвостовой пятенный источник) и, предположительно, гало принадлежат СД No 25/1991г.

Характеристики излучения для деталей 1 и 2 представлены на рис. 3.2.5. При анализе этих характеристик следует иметь в виду, что при определении спектральной плотности потока F введена поправка за вертикальную диаграмму РАТАН-600, которая на короткой волне (0,8 см) составляет значительную величину. Степень поляризации P (рис. 3.2.5–

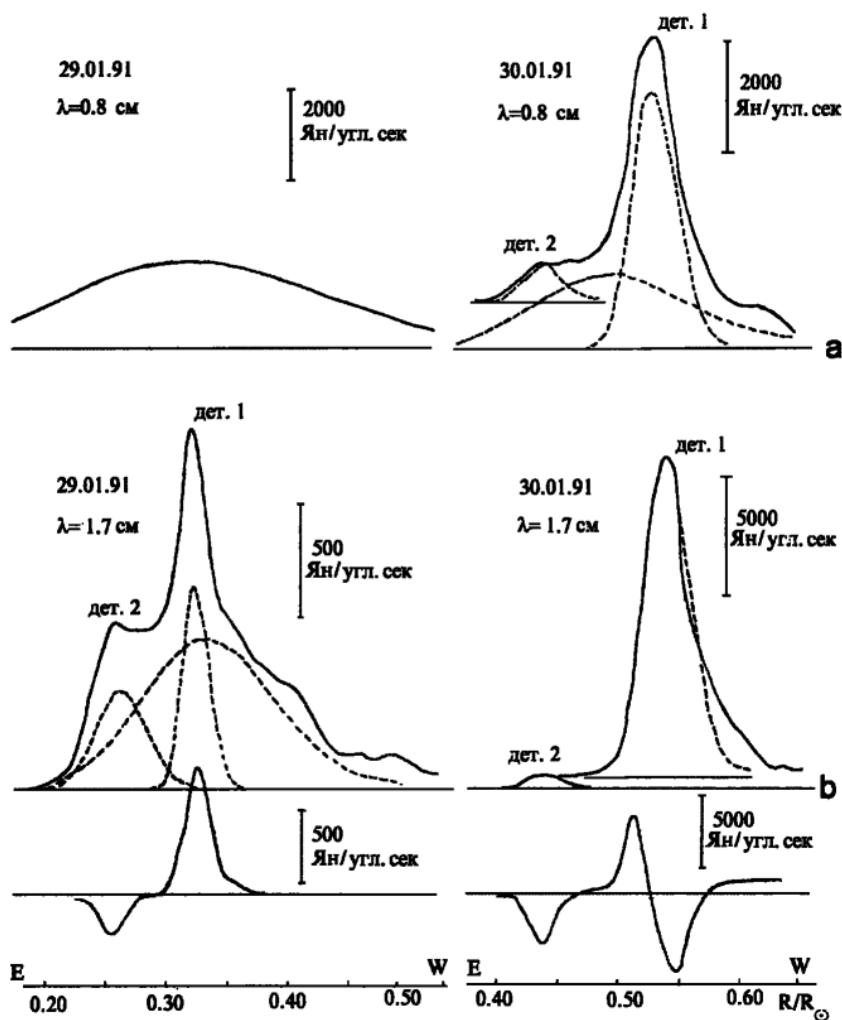


Рис. 3.2.3. Регистрация источника по наблюдениям на РАТАН-600 29 и 30 января 1991 г. (пунктиром показано разделение источника на отдельные компоненты) : а – Распределение яркости источника на волне 0,8 см в канале интенсивности, б – Распределение яркости источника на волне 1.7 см в каналах интенсивности (вверху) и поляризации (внизу).

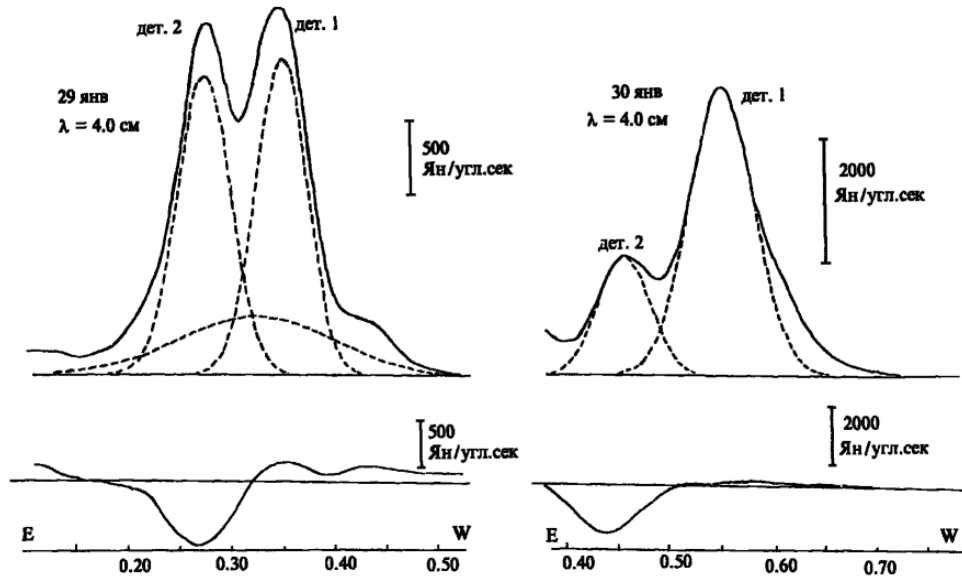


Рис. 3.2.4. Регистрация источника по наблюдениям на РАТАН-600 29 и 30 января 1991 г. (пунктиром показано разделение источника на отдельные компоненты) : распределение яркости источника на волне 4.0 см в каналах интенсивности (вверху) и поляризации (внизу).

д) имеет несколько разный смысл: 29 января она определена как отношение поляризованного и неполяризованного потоков, поскольку угловые размеры источника, наблюдаемые в каналах поляризации и интенсивности, совпадают ($B_0^V = B_0^I$). Для другого дня - 30 января - источник в канале поляризации почти вдвое уже, чем в канале интенсивности. Кроме того, он сильно смещен к востоку по отношению к максимуму в канале интенсивности, поэтому степень поляризации дана как отношение одномерных яркостей в каналах поляризации и интенсивности в той точке, где поляризованный поток максимален. Яркостная температура T_b дана как приращение над фоном флоккулярного радиоизлучения, образующего протяженный источник слабой яркости.

Наблюдения на РАТАН-600 показывают, что излучение всплеска было локализовано в пределах АО СД No 26, не затрагивая близкорасположенных АО СД No 25 и No 27. Из данных рис. 3.2.5 хорошо видно, что характеристики источника, связанного с хвостовым пятном АО СД No 25 (деталь 2) практически не изменились от 29 к 30 января, что согласуется со стабильностью площади пятна в этот период. Сравнение наблюдений на РАТАН-600, на станциях Зименки и НИРФИ и Бернской обсерватории (см рис. 3.2.6) показывает разброс данных на 50% . Спектр

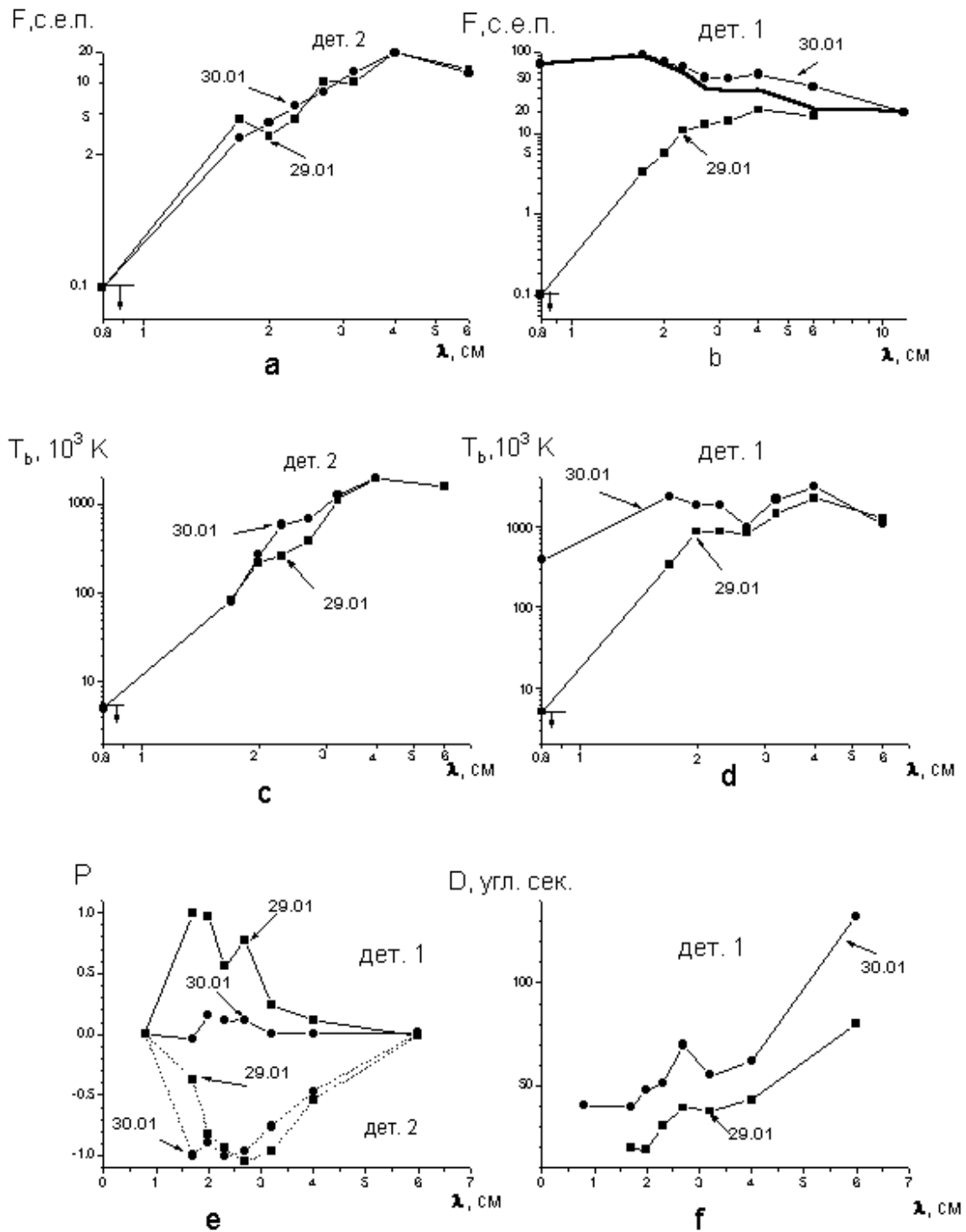


Рис. 3.2.5. Характеристики излучения для деталей 1 и 2. а, б – спектры потоков; с, д – спектры яркостных температур; е – зависимость степени поляризации от длины волны; ф – угловые размеры детали 1.

имеет максимум на волнах 1 – 2 см.

Согласно наблюдениям на РАТАН-600 (рис. 3.2.5) деталь 1 в спокойном состоянии (29 января) является хорошо выраженным источником излучения магнитотормозной природы: спектр F имеет растущий с ростом λ характер, размеры области излучения близки к размерам пятна, излучение сильно поляризовано, причем степень поляризации падает с ростом λ . Во время всплеска характеристики излучения этой области сильно меняются: область расширяется примерно в 2 раза и нагревается настолько, что даже на стадии РВІ эффективная яркостная температура излучения на коротких волнах достигает корональных значений. Степень поляризации излучения значительно падает, а спектр $F(\lambda)$ приобретает совершенно другой вид - спадающий с ростом длины волны. Совокупность этих характеристик указывает на то, что на стадии РВІ, большую роль приобретает тормозной механизм.

В этой связи целесообразно отметить значительную роль тормозного механизма и в импульсной фазе всплеска, что иллюстрируется на рис. 3.2.6–а спектром излучения в максимуме всплеска. Согласно статистическим исследованиям (Rodriguez [103]), такой характер спектра для мощных всплесков отмечается в 15 – 20 % случаев, а для всплесков типа РВІ несколько чаще - в 25 – 30% случаев. Преобладающее количество всплесков с таким спектром отличается слабой поляризацией излучения.

Метровая компонента излучения всплеска может дать некоторое представление о конструкции ловушки, удерживающей нагретую плазму. Согласно [103], излучение всплесков со спадающим характером спектра возникает, скорее всего, в магнитном поле закрытой конфигурации. В случае всплеска 30 января 1991 г. магнитное поле АО могло быть и открытым, ибо вблизи момента времени 09:09 UT в метровом диапазоне регистрируется большая группа всплесков III типа, а на профиле микроволнового всплеска (рис.3.2.1) отмечается импульсный вторичный максимум небольшой амплитуды.

По наблюдениям на РАТАН-600 трудно судить об источнике первичного выделения энергии, поскольку они выполнены спустя 30 мин после импульсной фазы. Однако есть некоторые основания утверждать, что он был расположен в западной части АО. Об этом свидетельствует распределение яркости поляризованного излучения, которое было асимметрично смещено в восточную часть АО, а на волне 1.7 см даже имело сложный характер с частичным обращением знака поляризации (рис. 3.2.3). Все

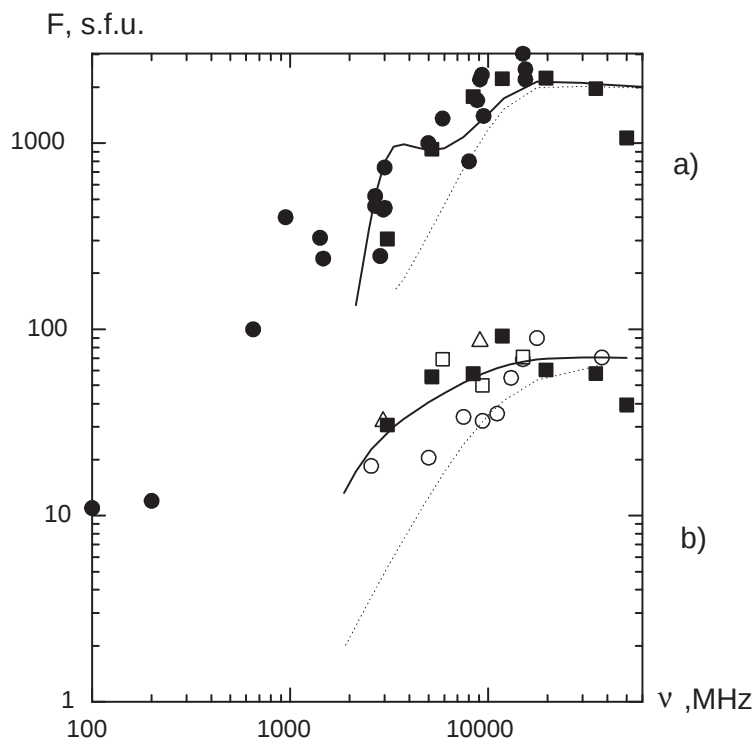


Рис. 3.2.6. Спектры всплеска 30.01.1991 а – момент максимума всплеска; черные кружки – Солнечные данные и Solar Geophysical Data, черные квадраты – Бернская обсерватория. б – момент наблюдений на РАТАН-600. Белые кружки – РАТАН-600, белые квадраты – ГАС ГАО, треугольники – НИРФИ, черные квадраты – Бернская обсерватория.

это является, по всей вероятности, следствием неоднородного распределения температуры по источнику в картинной плоскости. Наблюдаемый характер структуры источника можно качественно объяснить, если предположить, что его западная часть была сильно нагрета по сравнению с восточной. В западной половине АО также находились вкрапления ядер противоположной полярности (рис.3.2.2).

Обращает на себя внимание весьма высокая степень круговой поляризации 29 и 30 января для детали 2 и 29 января для детали 1 на волне 1.7 см (40 – 100%), что возможно только в случае теплового магнитотормозного излучения в сильных магнитных полях на 2 – 3 гармониках гирочастоты. В предположении, что на волнах $\lambda = 1.7 - 2.7$ см излучение над пятнами генерировалось в основном на 3-ей гармонике гирочастоты, можно оценить величину магнитного поля в основании короны по формуле [102]:

$$H = 3570/\lambda_c \quad (3.2.1)$$

где λ_c – критическая длина волны, на которой появляется источник поляризованного излучения, генерируемого на 3-ей гармонике гирочастоты. При этом получаются весьма высокие значения H : 1800 – 2200 Гс для детали 2 за 29 января, 2300 – 2700 Гс для детали 1 за 29 января и 2300 – 2400 Гс для детали 2 за 30 января.

Деталь 1 имеет низкую степень поляризации 30 января (см. рис 3.2.5–д), и в этом случае можно принять, что ответственным за излучение становится тепловой тормозной механизм. Тогда продольная компонента магнитного поля [102]:

$$H = 10714p/n\lambda, \quad (3.2.2)$$

где p – наклон спектра яркостных температур, λ – длина волны, на которой ведутся наблюдения, оказывается порядка 500 Гс.

В целом область излучения всплеска на стадии затухания представляла из себя обширное яркое образование без каких-либо компактных деталей, которые были бы замечены по наблюдениям на короткой волне 0.8 см, где разрешающая способность РАТАН-600 составляет 10 угл. сек.

3.2.3 Обсуждение и анализ результатов наблюдений

Анализ спектров мощных радиовсплесков в диапазоне 3 – 80 ГГц (Chertok et al. [104], Горгуца и др. [Gorguza98]) показал, что существует обширная группа всплесков, имеющих уплощение спектра на миллиметровых волнах. По предложенной в работе [104] классификации спектр максимума всплеска 30 января 1991 г. (рис. 3.2.6–а) занимает промежуточное положение между типами В и А, ближе к В, судя по спаду потока в сторону высоких частот. На стадии РВІ – в момент наблюдений на РАТАН-600 (рис. 3.2.6–б) – спектр становится более плоским и приближается к типу А. Такое изменение характера спектра согласуется с предположением [104] о том, что продолжительные миллиметровые всплески могут демонстрировать ужесточение спектра со временем из-за большей изменчивости миллиметровой компоненты, в то время как сантиметровая компонента может оставаться без изменений.

Рассмотренный в работе [104] вариант интерпретации весьма широкополосного характера спектра миллиметрового всплеска на основе суперпозиции гиротронного радиоизлучения от нескольких источников, как это предложили Kundu и White [136], в данном случае не подходит, так как по наблюдениям на РАТАН-600 не было обнаружено тонких деталей размером больше $(1 - 5) \times 10^8$ см.

Более вероятной представляется рассмотренная в ([104], Stepanov et al. [137]) модель с тепловым тормозным излучением "теплой испаряющейся хромосферной плазмы". Вспышечные процессы при этом заполняют магнитную ловушку (петлю) "теплой" плазмой, что приводит к увеличению вклада теплового тормозного излучения в общий поток радиоизлучения источника всплеска. Штриховые кривые на рис. 3.2.6 соответствуют идеальному случаю теплового тормозного излучения однородной плазмы. Если предположить, что размеры источника не менялись в течение получаса с момента максимума, то отношение наблюдавшихся потоков в момент максимума всплеска и в момент наблюдений на РАТАН-600 равно отношению соответствующих яркостных температур T_b . Отсюда для низкочастотной части кривой в предположении, что оптическая толщина $\tau \gg 1$ и яркостная температура равна кинетической ($T_b = T_k$), находим кинетическую температуру по радиоизлучению $T_r = 6 \times 10^7$ К. Меру эмиссии на моменты 9:00 UT, 9:26 UT можно определить по высокочастотной ($\tau < 1$) области спектра потока:

UT	F_{35} с.е.п.	T_x 10^6 К	T_r 10^6 К	EM_x 10^{48} см $^{-3}$ К	EM_r 10^{49} см $^{-3}$
09:00	1964	15	60	9.5	600
09:26	58	9	2	7.3	7.0

Таблица 3.2.1. Температура и мера эмиссии области излучения, рассчитанные по рентгеновским и радиоданным для максимума всплеска и для стадии PBI

$$EM_r = 0.510^{45} F \sqrt{(T_r)} \quad (3.2.3)$$

Сравним (см. таблицу 3.2.1) полученные по радиоданным кинетическую температуру T_r и меру эмиссии EM_r с T_x и EM_x , рассчитанными по данным рентгеновских наблюдений по методике, описанной в (Thomas et al. [138]). В момент наблюдений на РАТАН-600 (9:26 UT) меры эмиссии по радио и рентгеновским данным совпадают, но T_x в 4,5 раза выше T_r , что вполне согласуется с предложенной в [104] интерпретацией, что в этих диапазонах наблюдаются разные по температуре области плазмы.

Неясно, чем объяснить противоречие между полученными температурами и мерами эмиссии в момент максимума. T_r в 4 раза превосходит T_x , мера эмиссии по радиоданным EM_r на 2 порядка превышает EM_x . Иного соотношения температур можно попытаться достигнуть, если предположить, что источник после максимума всплеска сильно уменьшился в размерах к моменту наблюдений на РАТАН-600 (в 2 – 2,5 раза, например, из-за постепенного остывания вещества). Тогда T_r на момент максимума всплеска уменьшится до указанных в табл. рентгеновских значений, однако это предположение не устраняет расхождение более чем на порядок между радио и рентгеновскими мерами эмиссии.

Вернемся к рис. 3.2.6. Положение идеального спектра теплового тормозного излучения (пунктир) допускает небольшие сдвиги по вертикальной и горизонтальной осям по отношению к наблюдавшемуся спектру. Положение точки, соответствующей $\tau = 1$, колеблется в пределах 5 - 15 ГГц по частоте и 200 - 1000 с.е.п. по потоку (относительно спек-

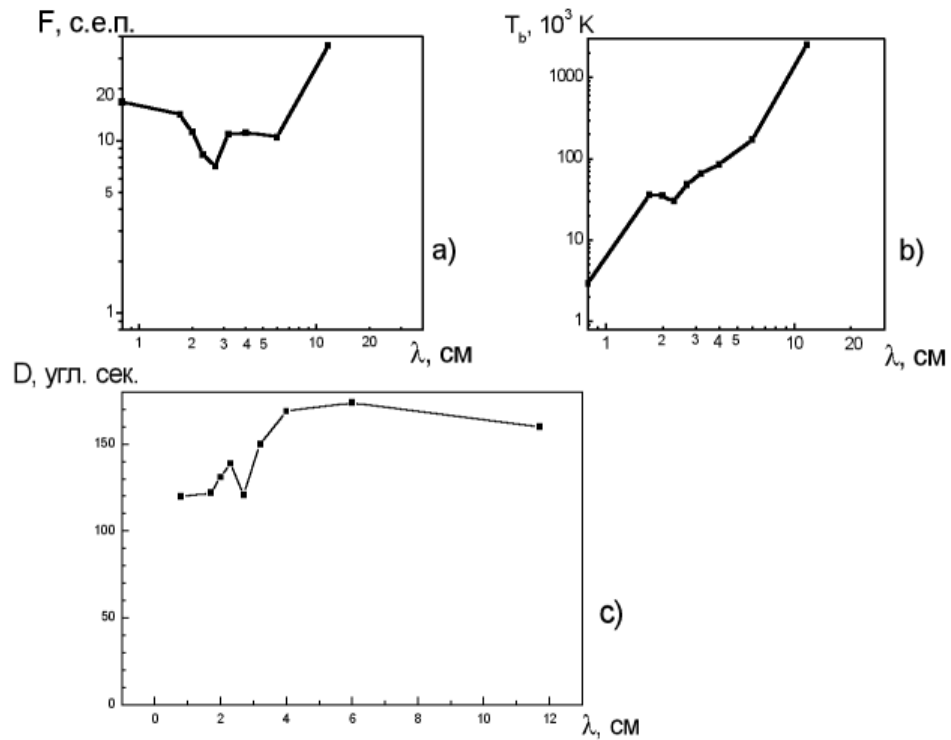


Рис. 3.2.7. Характеристики гало 29.01.1991. а – спектр потока; б – спектр яркостных температур; в – угловые размеры.

тра максимума потока, рис.6, а). Однако при любом его расположении обнаруживается присутствие некоторого избыточного радиоизлучения в низкочастотной части наблюдаемого спектра, равно как и на частоте его максимума (10 - 20 ГГц). Похожая картина наблюдается и для спектра, построенного на момент наблюдений на РАТАН-600 9:26 (рис. 3.2.6-б). Увеличение размеров с ростом длины волны (рис. 3.2.5-г) и корональные температуры (рис. 3.2.5-д) означают наличие протяженного источника, расположенного выше заполненных испарившейся хромосферой корональных арок.

Наблюдавшееся 29 января в структуре АО гало имеет типичный для такого рода источников спектр потока, растущие с длиной волны яркостную температуру и размеры (рис. 3.2.7). Можно предположить, что этот обширный нетепловой источник, представляющий собой внешние слои магнитосферы наблюдаемой АО, существует продолжительное время и не разрушается во время всплеска 30 января. Поток этого источника повышается во время максимума всплеска и затем опять снижается (рис. 3.2.6-а,б). Это может быть вызвано дополнительным заполнением магнитной ловушки энергичными нетепловыми частицами и их последу-

ющим излучением и остыванием. Учет этого факта, возможно, позволит уменьшить упомянутое выше противоречие между радио и рентгеновскими мерами эмиссии.

3.2.4 Моделирование

Рядом авторов предлагались различные модели микроволновых всплесков с использованием теплового и нетеплового приближений. Рассчитывались модели как для однородного источника (Benka и Holman [139]), так и для источников с несколькими слоями (Kucera et al. [79]), с радиальным изменением магнитного поля и температуры (Dulk и Dennis [82]). В этих работах рассматривалось только гиросинхротронное излучение тепловых и нетепловых электронов. Однако на миллиметровых волнах необходим учет теплового тормозного излучения. Stepanov et al. [140] указывали на необходимость учета совместного действия всех трех механизмов. В настоящей работе на основе наблюдений представлена трехмерная неоднородная модель данного всплеска, учитывающая совместное действие трех механизмов генерации радиоизлучения: теплового тормозного, теплового гиросинхротронного и нетеплового гиросинхротронного.

В построенной нами трехмерной модели учитывалось совместное действие теплового тормозного, теплового гиросинхротронного и нетеплового гиросинхротронного механизмов. Магнитное поле источника задавалось в дипольном приближении. Область излучения имела форму конуса с раствором 45° , ограничиваясь сверху и снизу силовыми линиями магнитного поля (сплошные линии на рис. 3.2.8).

Область излучения заполнялась смесью тепловых электронов с кинетической температурой T и нетепловых умеренно-релятивистских электронов с энергией $E_0 = 10$ кэВ и с энергетическим показателем спектра $\delta = 3$. Были введены следующие параметры. На момент максимальной фазы всплеска: концентрация тепловых электронов $N_t = 7 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ниже уровня $3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ над фотосферой и $N_t = 6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ выше этого уровня; $T = 6 \times 10^7 \text{ K}$; концентрация нетепловых электронов $N_0 = 2 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ равномерно по источнику. На момент наблюдений на РАТАН-600 концентрация тепловых электронов N_t задавалась линейно убывающей от $6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ в основании источника до $6 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ на вершине, $T = 2 \times 10^6 \text{ K}$; концентрация нетепловых электронов $N_0 = 2 \times 10^5 \text{ см}^{-3}$

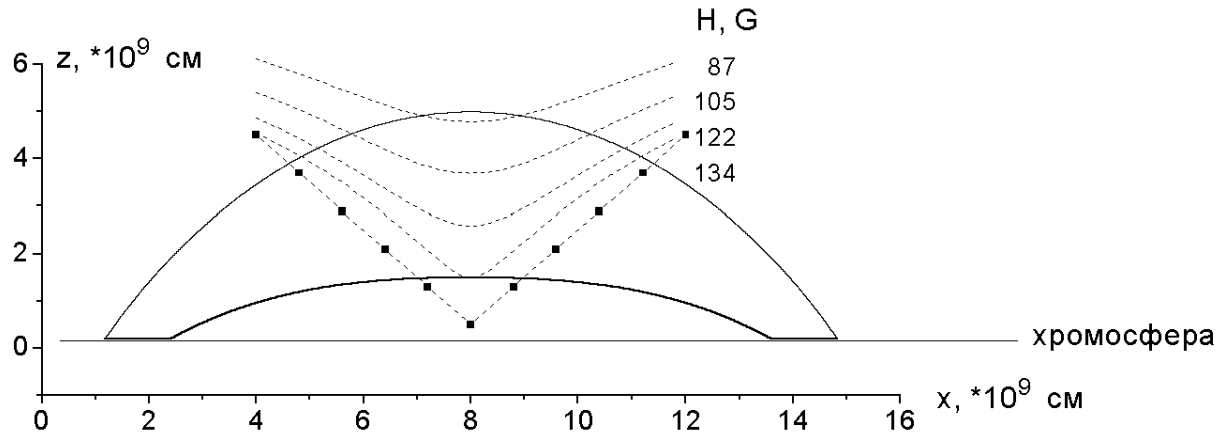


Рис. 3.2.8. Плоская схема магнитного поля источника : z - высота над уровнем фотосферы, сплошные линии - силовые линии магнитного поля, пунктирные линии - эквипотенциальные уровни, пунктирная линия с квадратами показывает ограничение области излучения конусом.

равномерно по источнику. При расчетах использовались приближенные формулы [80], с поправкой [81] для теплового гирорезонансного и нетеплового гиротронного механизмов и полные формулы [5] для теплового тормозного механизма. Внутри области источника решалось уравнение переноса излучения. Предполагалось, что над источником отсутствует зона поглощения и излучения. Вклад спокойного Солнца задавался начальным значением интенсивности на пути распространения волны. Рассчитывались двумерные распределения яркостной температуры и оптической толщи, одномерные распределения интенсивности, свернутые с диаграммой направленности РАТАН-600.

На рис. 3.2.6 показаны расчетные спектры излучения модельного источника (сплошные линии) с учетом трех механизмов радиоизлучения для фазы максимума всплеска и момента наблюдений на РАТАН-600, а также спектры, полученные при учете только тепловых механизмов излучения в той же модели (пунктирные линии). Плоский участок миллиметрового конца спектра создается уровнем теплового тормозного излучения. Из-за сильного поглощения излучения нетепловых электронов тепловой плазмой модельный спектр имеет большой наклон на длинных волнах.

Двухслойную модель распределения концентрации на момент максимума пришлось вводить именно из-за высокого уровня теплового поглощения на длинных волнах. Локальный максимум в расчетном спектре

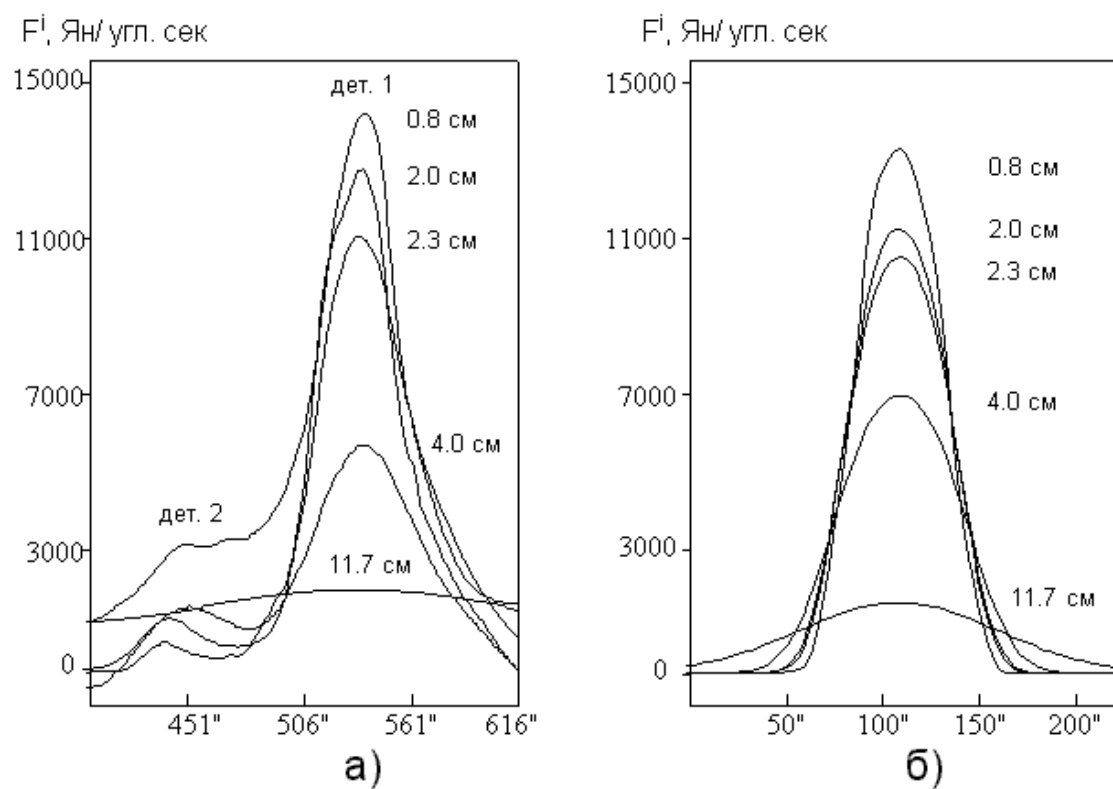


Рис. 3.2.9. Распределения интенсивности радиоизлучения источника на волнах 0.8, 2.0, 2.3, 4.0 и 11.7 см. а– Регистрация источника по наблюдениям 30 января 1991г. на РАТАН-600. б – Расчетные распределения.

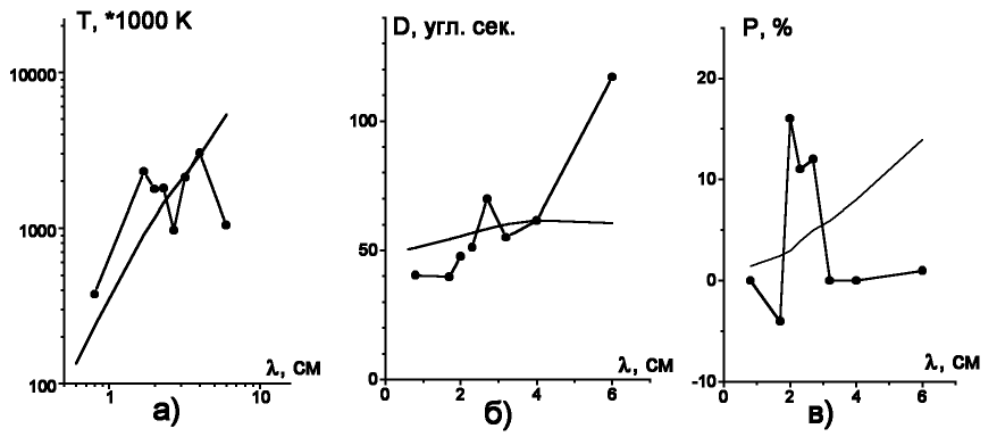


Рис. 3.2.10. Характеристики излучения источника всплеска по наблюдениям на РАТАН-600 (черные квадраты) и согласно модельным расчетам (сплошные линии) а – спектр яркостных температур, б – угловые размеры, в – степень поляризации.

около 3 Гц для максимальной фазы всплеска определяется вкладом не-теплового излучения с максимумом на этих частотах. Можно видеть хорошее согласие расчетных спектров с наблюдаемыми, с учетом разброса использованных наблюдательных данных. Также получено хорошее совпадение расчетных и наблюдавшихся на РАТАН-600 одномерных сканов (рис. 3.2.9). Удовлетворительно совпадают с данными наблюдений расчетный спектр температур, угловые размеры, растущие с длиной волны, низкая степень поляризации, которая не превышает 15% (рис. 3.2.10). Подобранные при моделировании значения кинетической температуры и концентрации тепловых электронов согласуются с оценками, полученными ранее по данным радионаблюдений.

3.3 Наблюдения всплесков с медленным положительным дрейфом на радиоспектрографе в Ondřejov

Процессы высвобождения энергии в активных областях на Солнце привлекают большое внимание исследователей. В радиодиапазоне часто наблюдается противоречивая ситуация при сравнении излучения в микроволновом и дециметровом диапазонах. В стабильных активных областях на сантиметровых волнах преобладают тепловое тормозное и циклотронное излучение на низких гармониках гирочастоты. Излуче-

ние имеет круговую поляризацию с преобладанием необыкновенной волны. В метровом диапазоне радиоизлучение таких активных областей часто имеет нетепловой характер (шумовые бури, всплески различных типов). В следствие этого представляет интерес исследовать частотный диапазон, в котором происходит смена доминирующего влияния этих механизмов. Bogod et al. [141] описали поиск и исследование длительных нетепловых процессов высвобождения энергии в стабильных активных областях. Описывается обнаружение двух явлений в стабильных активных областях: резкий рост спектра поляризованного излучения в длинноволновой части дециметрового диапазона (протяженный источник) и долгоживущие источники слабых импульсов (микровсплески) с высокой степенью поляризации излучения в том же диапазоне.

Исследования длительных микровсплесков (ДМВ), которые существуют в течение нескольких дней и которые включают короткие импульсные всплески. Их наблюдения проводятся на РАТАН-600 с 1999 г. в дециметровом диапазоне 1000-1500 МГц. Такие источники были зарегистрированы на нескольких длинах волн одновременно в каналах интенсивности и круговой поляризации. Степень поляризации ДМВ достигает 100%, поток 10 – 200 Ян (при чувствительности 5 – 10 Ян) и время жизни отдельных событий около 1-2 сек. Источники ДМВ существуют в течение нескольких дней и наблюдаются в местах длительного высвобождения энергии. Они часто сопровождаются такими проявлениями солнечной активности, как протонные события, шумовые бури и др. Наблюдаются также негативные частотные дрейфы около 100-200 МГц/сек (иногда 800 МГц/сек). Было показано, что ДМВ возникают в различных местах активных областей. Обсуждались возможные интерпретации этого явления. Самой подходящей моделью для ДМВ представляется генерация радиоволн плазменным механизмом при распространении быстрых электронов.

В связи с начатыми на РАТАН-600 исследованиями представляет интерес получение данных наблюдений всплесков других обсерваторий в дециметровом диапазоне, но с временным профилем.

Ниже описываются наблюдения в диапазоне 1-2 ГГц трех всплесков с медленным позитивным дрейфом, наблюдавшихся в начале солнечных вспышек 2 мая 1998г., 23 сентября 1998 г. и 9 ноября 1999 г. на радиоспектрографе в Ondřejov (Чехия).

3.3.1 Описание спектров радио всплесков

Всплеск 2 мая 1998 г.

На рис. 3.3.1 показаны всплески, наблюдавшиеся в диапазоне 0.8–2.0 ГГц 2 мая 1998 г. в 13:34–13:55 UT. Эти всплески соответствуют самому началу длительного события в радиодиапазоне, которое сопровождало вспышку 3B/X1.1, наблюдавшуюся в активной области 8210 с 13:34 UT до 15:40 UT с максимумом 13:42 UT (Fárník et al. [142], Solar Geophysical Data). Среди всплесков, представленных на этом рисунке, были выделены структуры с медленным позитивным дрейфом и для них определены следующие параметры:

- а) 1.00–1.20 ГГц, 13:34:28–13:34:30 UT, дрейф 105.3 МГц с⁻¹;
- б) 0.95–1.30 ГГц, 13:34:29–13:34:33 UT, дрейф 77.8 МГц с⁻¹;
- в) 1.00–1.25 ГГц, 13:34:32–13:34:36 UT, дрейф 64.1 МГц с⁻¹;
- г) 1.05–1.60 ГГц, 13:34:34–13:34:37 UT, дрейф 177.4 МГц с⁻¹.

Всплеск 23 сентября 1998

Событие 23 сентября 1998 г. было ассоциировано со вспышкой, наблюдавшейся в активной области 8340 с 06:44 UT до 10:09 (Solar Geophysical Data). Начало вспышки коррелирует с жестким рентгеновским излучением (BATSE, M7.1), зарегистрированным с 06:47 UT до 07:45 UT, максимум 06:55 UT. С 06:47 до 07:31 UT на радиоспектрографе в Ondřejově наблюдались радиовсплески в диапазоне 0.8–2.0 ГГц. Так, перед началом основного события в радиодиапазоне были зарегистрированы три медленно дрейфующие (с положительным дрейфом) компоненты, за которыми последовало возмущение континуума (см. рис.3.3.2). Параметры этих компонент были следующие:

- а) 1.2–1.6 ГГц, 06:53:56 – 06:54:10 UT, дрейф 30.0–41.4 МГц с⁻¹;
- б) 1.2–1.7 ГГц, 06:54:16 – 06:54:30 UT, дрейф 22.7–35.2 МГц с⁻¹;
- в) 0.9–1.3 ГГц, 06:54:29 – 06:54:44 UT, дрейф 20.0–40.0 МГц с⁻¹.

Всплеск 9 ноября 1999

Рентгеновское событие C4.3 было зарегистрировано 9 ноября 1999 г. с 08:32 UT до 08:38 UT с максимумом в 08:46 UT. Соответствующие наблюдения на радиоспектрографе в диапазоне 0.8–2.0 ГГц показаны на

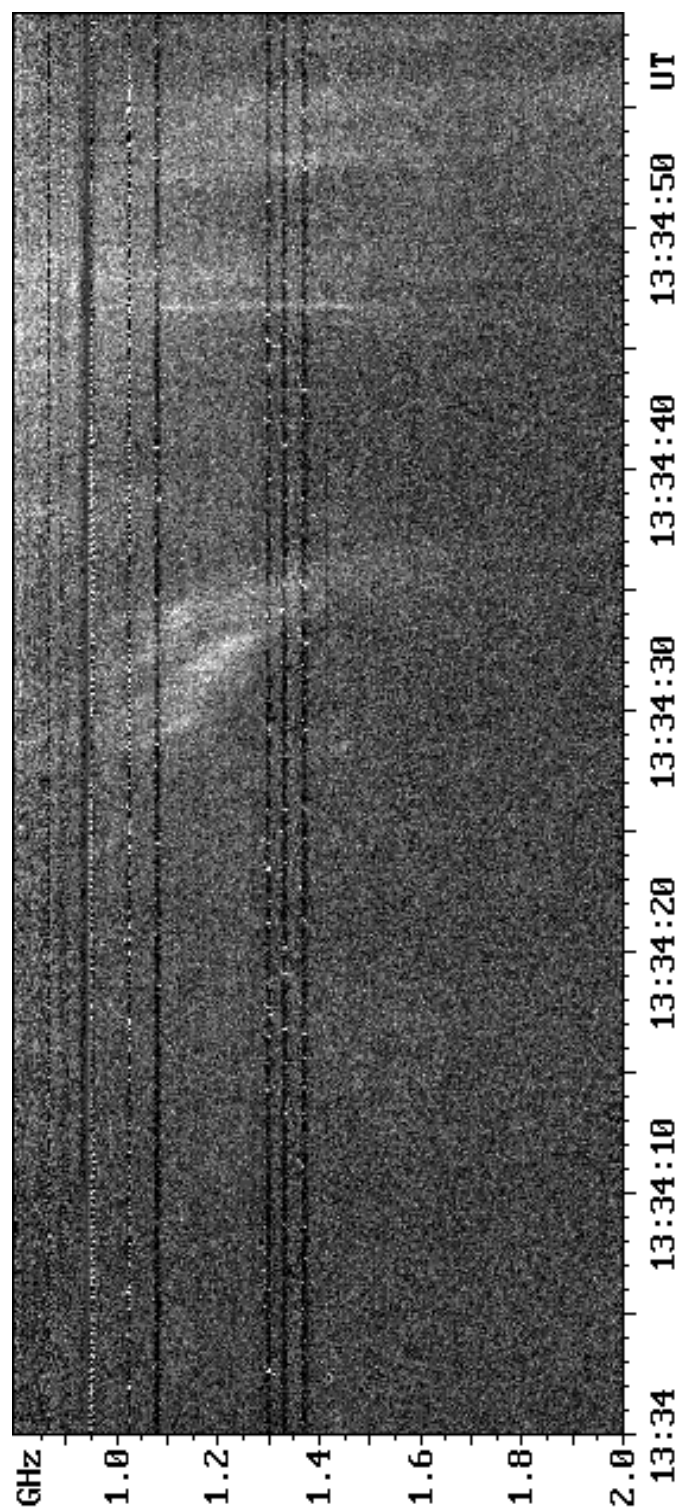


Рис. 3.3.1. Всплеск 2 мая 1998 г. по наблюдениям на радиоспектрографе (Ondřejov, Чехия) в диапазоне 0.8 – 2 ГГц

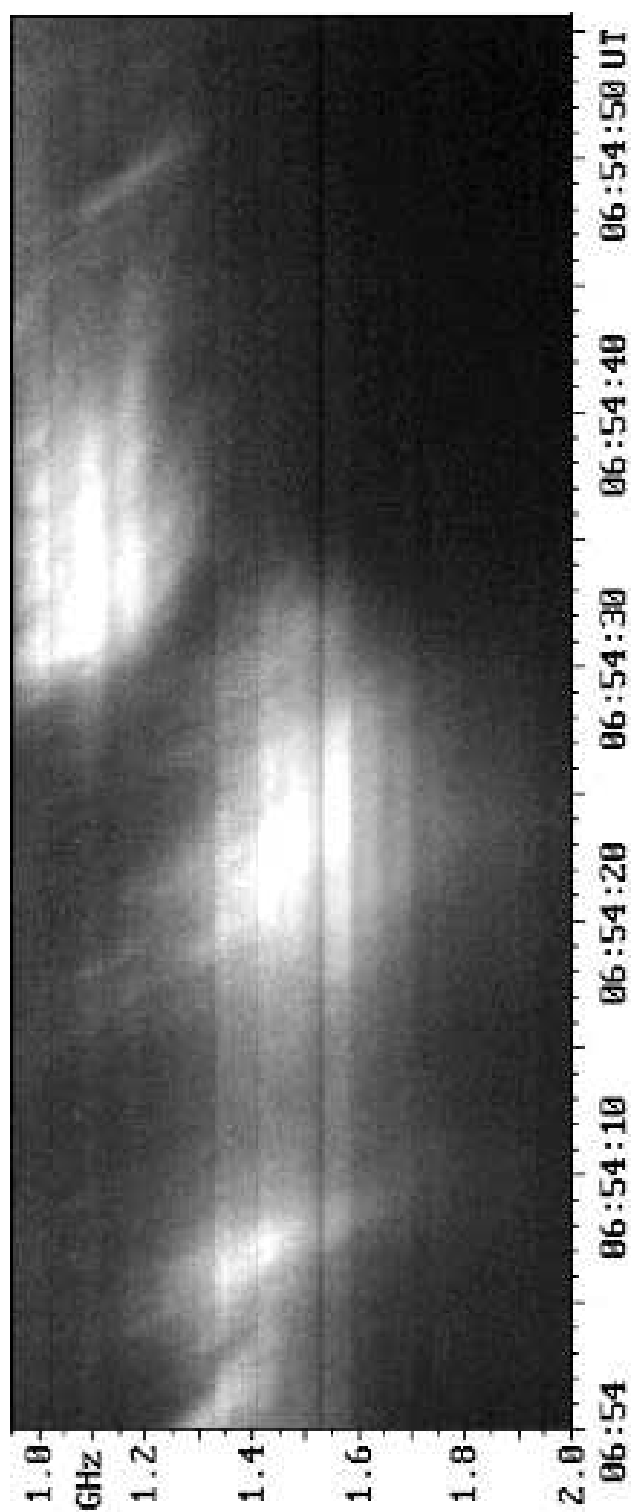


Рис. 3.3.2. Всплеск 23 сентября 1998 г. по наблюдениям на радиоспектрографе (Ondřejov, Чехия) в диапазоне 0.8 – 2 ГГц

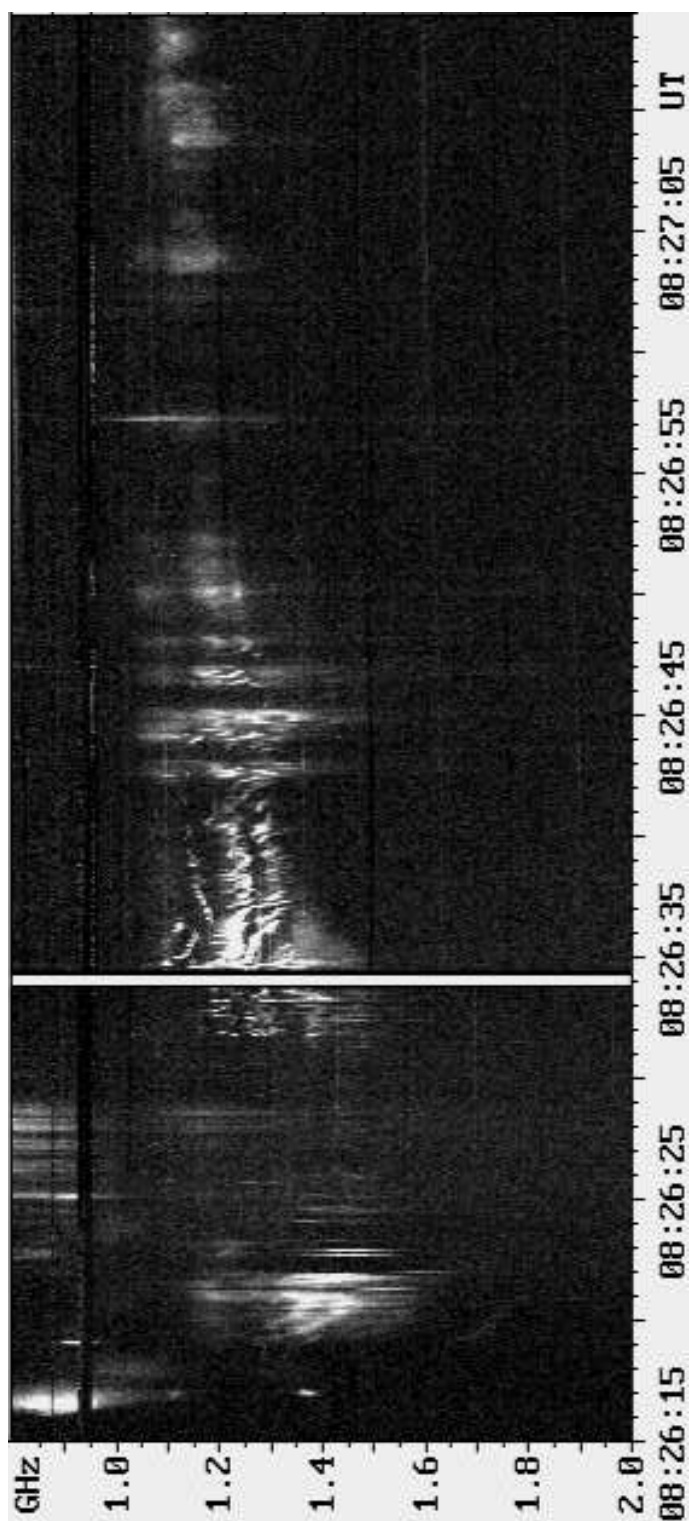


Рис. 3.3.3. Всплеск 9 ноября 1999 г. по наблюдениям на радиоспектрографе (Ondřejov, Чехия) в диапазоне 0.8 – 2 ГГц

рис. 3.3.3. В начале события зарегистрировано несколько медленно дрейфующих компонент с такими параметрами:

- a) 1.33–1.50 ГГц, 08:26:19–08:26:21, дрейф=113.3 МГц с⁻¹;
- b) 1.30–1.45 ГГц, 08:26:20–08:26:21, дрейф=125.0 МГц с⁻¹;
- c) 1.25–1.33 ГГц, 08:26:35–08:26:37, дрейф= 40.0 МГц с⁻¹;
- d) 1.20–1.30 ГГц, 08:26:36–08:26:37, дрейф= 66.7 МГц с⁻¹;
- e) 1.15–1.25 ГГц, 08:26:34–08:26:36, дрейф= 71.4 МГц с⁻¹;
- f) 1.20–1.30 ГГц, 08:26:41–08:26:42, дрейф= 71.4 МГц с⁻¹.

Для полноты картины важно отметить, что после этих структур с медленным позитивным дрейфом наблюдался всплеск второго типа с богатой тонкой структурой с 08:26:30 до 08:27:20 UT.

3.3.2 Определение скоростей источников возмущений

Для оценки высот (и скоростей) источников возмущения из наблюдаемых частотных дрейфов, в предположении о плазменном механизме генерации, была подобрана подходящая модель распределения плотности.

Корональная электронная плотность и температура во вспышечных активных областях сильно неоднородна. Поэтому не существует стандартной модели плотности, которая характеризовала бы вспышечные петли и спокойную корону одинаково хорошо. Многие существующие модели корональной плотности основаны на рассеивании света в спокойной короне (модели Баумбаха-Аллена, Ньюкирка) с произвольным множителем 5-10 для активных областей. Эти модели предполагают гидростатическое равновесие либо с изотермальной атмосферой (барометрическая модель) либо с включением температурного градиента в верхней переходной зоне для ограничения кондуктивного потока (Dulk et al. [149]). Модель Баумбаха-Аллена и барометрическая модель для изотермической короны не подходят для вспышечных петель по двум причинам: 1) они представляют нижние пределы электронной плотности во вспышечных петлях, тогда как условие выхода плазменного излучения (чтобы превысить тепловое тормозное поглощение) требует гораздо большей плотности, 2) во вспышечных петлях происходит существенный нагрев и движение масс, и они, следовательно, не находятся в гидродинамическом равновесии.

Так как нас интересовала оценка электронной плотности во вспышечных петлях, мы использовали эмпирическую плотностную модель

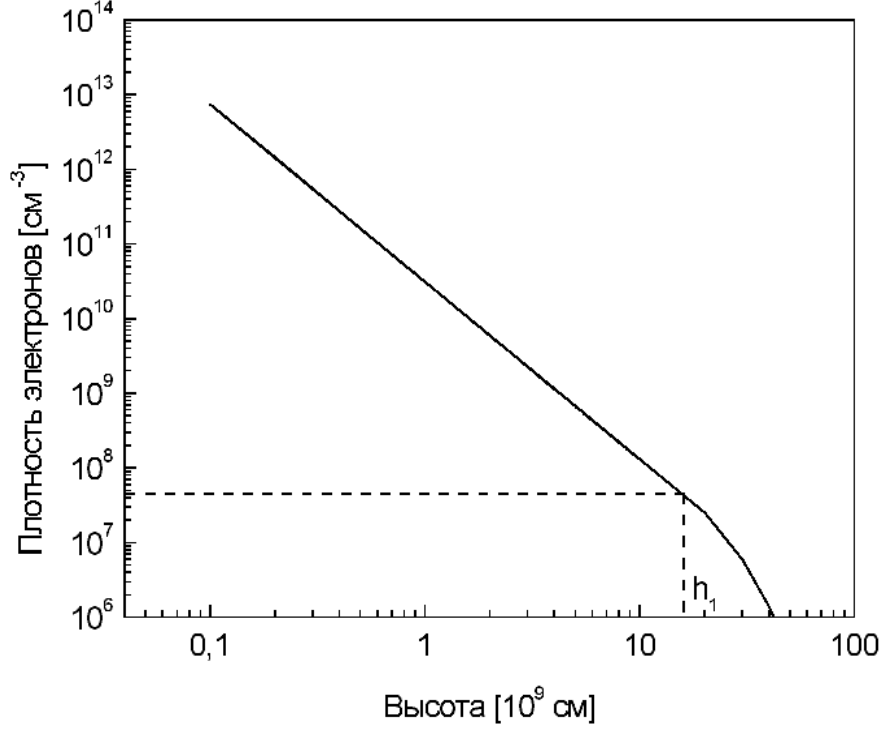


Рис. 3.3.4. Модель распределения плотности Ашвандена и Бенца

Ашвандена и Бенца [143], основанную на радиоастрономических наблюдениях (рис. 3.3.4). В этой модели использована статистика наблюдений Alvarez и Haddock дрейфов всплесков III типа, которые обусловлены плазменным механизмом генерации, [144],

$$\frac{\partial \nu}{\partial t} = -A\nu^\alpha \quad (3.3.1)$$

в которой дрейф имеет степенную зависимость от частоты, $A = 0.01$ и $\alpha = 1.84$ -константы. На больших корональных высотах гидростатическое равновесие является хорошим приближением и может быть принята барометрическая плотностная модель со шкалой высот, соответствующей корональной температуре. таким образом, в модели Ашвандена и Бенца [143] скомбинированы две модели: со степенным законом в нижней короне и экспоненциальной формой в верхней короне:

$$n_e(h) = n_1 \left(\frac{h}{h_1} \right)^{-p} h < h_1 \quad (3.3.2)$$

$$n_e(h) = n_Q \exp\left(-\frac{h}{\lambda}\right) h > h_1 \quad (3.3.3)$$

	I гармоника			II гармоника		
дата	n_I $10^9/\text{см}^3$	h_I $10^9/\text{см}^3$	v_I 10^9 см	n_{II} 10^9 см	h_{II} км/с	v_{II} км/с
02.05.1998	1.1–3.2	1.0–1.5	800–1350	0.3–0.8	1.8–2.7	1150–2440
23.09.1998	1.8–3.6	0.9–1.3	120–340	0.4–0.9	1.7–2.3	200–600
09.09.1999	1.6–2.8	1.1–1.3	300–850	0.4–0.7	1.9–2.3	550–1550

Таблица 3.3.1. Концентрации электронов (n_I , n_{II}), высоты источников возмущений (h_I , h_{II}) и их скорости (v_I , v_{II}) рассчитанные для первой и второй гармоник излучения соответственно.

где h – высота в солнечной атмосфере, $h_1 = p\lambda$ – высота, на которой степенная модель переходит в экспоненциальную, $n_1 = n_Q \exp(-p)$ и n_Q – константы плотности, p – степенной индекс, связанный с α как $p = \frac{2}{\alpha-1}$, λ – шкала высот по плотности. Из модели Баумбаха-Аллена для спокойной короны находится $n_Q = n_e^{BA}(h=0) = 4.6 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$. Шкала высот барометрической модели определяется температурой спокойной короны ($T_Q = 1.5MK$), $\lambda = 6.9 \times 10^9 \text{ см}$.

Радиоизлучение на плазменной частоте предоставляет возможность прямого измерения локальной концентрации электронов в плазме. При измерении локальной концентрации из наблюдений всплесков возникает неопределенность, излучаются ли волны на основной или на второй гармонике плазменной частоты. Эта неопределенность по частоте вызывает различие концентраций в 4 раза ($\nu = s\nu_p \propto s\sqrt{n_e}$).

Нами рассматривались обе возможности и на основе модели распределения плотности [143] из наблюдаемых частотных дрейфов оценены (см. табл. 3.3.1) концентрации электронов (n_I , n_{II}), высоты источников возмущений (h_I , h_{II}) и их скорости (v_I , v_{II}) в предположении о плазменном механизме излучения, рассчитанные для первой и второй гармоник излучения соответственно.

Все скорости направлены вниз, к фотосфере. Рассчитанные значения скоростей источников оказались слишком малы, чтобы связать источники с потоками быстрых частиц.

3.3.3 Интерпретация

Kotrč et al. [147] анализируют данные оптических, радио - и рентгеновских наблюдений вспышки 23 сентября 1998 с высоким временным разрешением и исследуются отношения и физические следствия между процессами в короне и хромосфере.

Важно отметить, при сравнении H_{α} спектров сделанных до и после радио всплесков было найдено, что структура, видимая в поглощении в соответствующей активной области, изменила доминирующее направление доплеровской скорости от голубого смещения к красному. Предположено, что поглощающее в H_{α} облако плазмы двигалось вверх до радио всплесков и вниз после них. Это может являться свидетельством присутствия ударных волн в этих частях солнечной атмосферы.

Этот факт вместе с посчитанными скоростями в диапазоне скорости звука в короне и альвеновских скоростей привел нас к предположению, что наблюдаемые всплески с медленным положительным дрейфом являются манифестацией в радиоизлучении ударных волн, распространяющихся от участка первичного вспышечного выделения энергии вниз вдоль магнитных силовых линий. В соответствии с работами (Brown et al. [145], Fárnik [146] Rust et al. [148]) можно предположить, что эти ударные волны имеют тепловую природу происхождения. В этом случае скорость ударных волн соответствует скорости, в несколько раз большей скорости звука.

При сравнении и анализе радио и оптических наблюдений был сделано предположение о том, что источник радиоизлучения связан либо с одной поднимающейся вспышечной петлей, либо с двумя очень схожими петлями, расположенными на разной высоте. Два последовательных всплесковых явления обладают динамическими спектрами, похожими один на другого, но с отрицательным сдвигом по частоте. Предложена модель, схема которой изображена на рис. 3.3.5. Радиоизлучение генерировалось внутри петли в ударном фронте распространяющихся вниз волн. С другой стороны, два последовательных выделения энергии в поднимающейся вспышечной петле вызвали глобальный частотный дрейф 30 МГц/сек. Таким образом, предположение о том, что этот глобальный частотный дрейф соответствует скорости поднятия петли позволило оценить эту скорость в 220-240 км/сек при условии генерации излучения на основной гармонике плазменной частоты и в 400-420 км/сек, если излучение

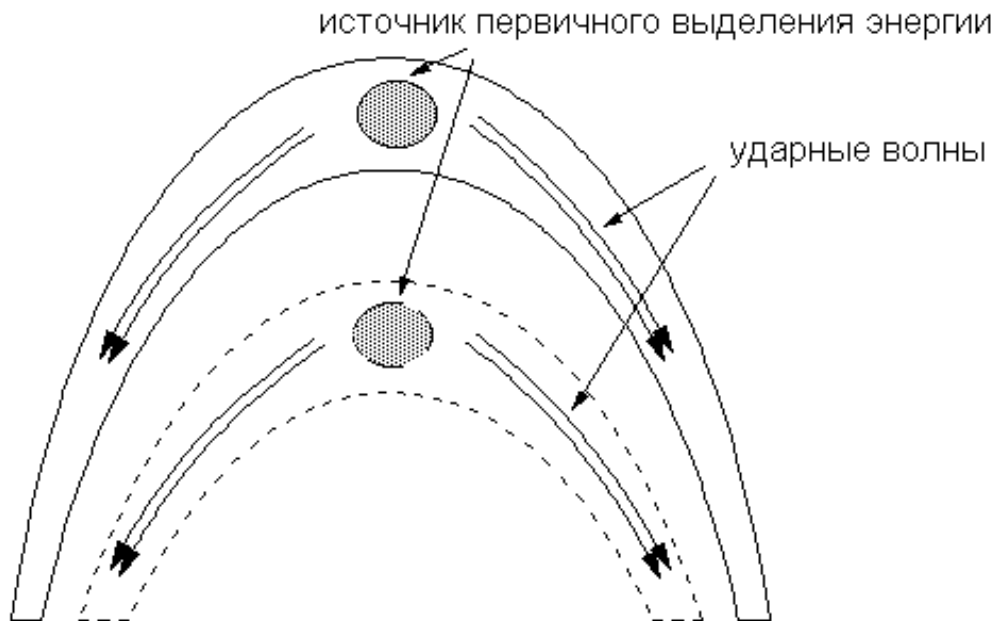


Рис. 3.3.5. Модель вспышки, построенная на основе радио и оптических наблюдений

генерировалось на удвоенной гармонике.

Интересно отметить, что в событии 9 ноября 1999 распространяющиеся вниз ударные волны сменились распространяющимся вверх возмущением. Возможно, это возмущение было генерировано процессом испарения хромосферы, вызванным опускающимися тепловыми ударными волнами.

3.4 Выводы

По спектрально-поляризационным наблюдениям на РАТАН-600 в диапазоне волн 0,8 - 11,7 см исследована структура АО СД No (25+26) /1991г., в которой 30 января 1991г. произошел сильный всплеск (максимальный поток около 3000 с.е.п. на волне 2 см). Наблюдения на РАТАН-600 произведены спустя примерно 30 мин после главного максимума всплеска, т.е. на стадии "РВІ". В момент наблюдений на РАТАН-600 обнаружен очень яркий источник всплеска (самый мощный за весь период наблюдений Солнца на РАТАН-600 на волне 8 мм) в коротковолновой части спектра: его эффективная температура излучения на волне 8 мм была около 500 тыс. К, что на два - три порядка превышает предвсплесковое состояние. Уярчение области во время всплеска

сопровождалось заметным увеличением ее размеров во всем диапазоне (примерно в 1,5 раза), при этом в структуре источника отсутствовали тонкие детали (с разрешением 7 - 10 угл.сек). Аномальный характер поляризации на коротких волнах позволяет установить местоположение источника первичного выделения энергии всплеска, предположительно совпадающего с областью δ -конфигурации магнитного поля на уровне фотосферы.

Полученные с привлечением рентгеновских данных физические параметры области генерации всплеска на стадии RVI позволяют конкретизировать концепцию испарения хромосферы и ускорения частиц во время солнечных вспышек, развиваемую для недавно выделенного нового класса "миллиметровых всплесков". При расчетах, проведенных на основе предположения о тепловом тормозном характере излучения, обнаружено противоречие между радио и рентгеновскими данными, которое, вероятно, может быть устранено при учете роли нетепловых механизмов.

В настоящей работе на основе наблюдений представлена трехмерная неоднородная модель данного всплеска, учитывающая совместное действие трех механизмов генерации радиоизлучения: теплового тормозного, теплового гирорезонансного и нетеплового гиросинхротронного. Область излучения модельного источника считалась заполненной смесью тепловых и нетепловых умеренно-релятивистских электронов. Внутри области источника решалось уравнение переноса излучения. Рассчитывались двумерные распределения яркостной температуры и оптической толщи, одномерные распределения интенсивности, свернутые с диаграммой направленности РАТАН-600. Получено хорошее согласие расчетных спектров излучения и яркостной температуры с наблюдаемыми, а также расчетных и наблюдавшихся на РАТАН-600 одномерных сканов, угловых размеров, растущих с длиной волны, низкой степени поляризации. Подобранные при моделировании значения кинетической температуры и концентрации тепловых электронов согласуются с оценками, полученными ранее по данным радионаблюдений. Такое исследование позволило определить параметры тепловых и нетепловых составляющих источника всплеска, их вклад в общее радиоизлучение. Таким образом, предложенная модель является неплохим средством диагностики всплесковой корональной плазмы.

Исследованы и интерпретированы данные наблюдений в диапазоне 1 – 2 ГГц трех всплесков с медленным позитивным дрейфом, наблюдав-

шихся в начале солнечных вспышек 2 мая 1998г., 23 сентября 1998 г. и 9 ноября 1999 г. на радиоспектрографе в Ondřejov (Чехия). Посчитаны частотные дрейфы ($20 - 125$ МГц/сек), на основе модели распределения плотности оценены скорости источников возмущений и их высоты в предположении о плазменном механизме излучения на первой и второй гармониках. Эти скорости оказались слишком малы ($120 - 1350$ км/сек), чтобы быть связанными с потоками быстрых частиц. В роли возможных источников излучения всплесков предложены распространяющиеся в направлении фотосферы вдоль магнитных силовых линий петли ударные волны тепловой природы. Для одного из всплесков (23 сентября 1998 г.) более подробно рассмотрена модель поднимающейся вспышечной петли с распространением источников всплеска от вершины петли вниз к основанию петли вдоль силовых линий. Такие тепловые ударные волны, распространяющиеся вниз вдоль магнитных силовых линий вспышечной петли, могут вызывать испарение хромосферы, что подтверждается наблюдениями всплеска 9 ноября 1999.

Глава 4

Заключение

В данной работе проведено компьютерное моделирование радиоизлучения различных элементов магнитосферы активных областей в короне на Солнце: пятенных и флоккульных радиоисточников, гало, пекулярных источников, источников микроволновых всплесков. Моделирование проводилось на основе наблюдательных данных об этих источниках и теоретических представлениях об их физической природе. Построены двумерные и сглаженные с одномерной ДН карты распределения интенсивности и поляризации радиоизлучения источников. Проведен ряд расчетов разработанных моделей источников с вариацией задаваемых параметров области излучения, что позволило уточнить распределение магнитного поля, концентрации и температуры электронов и интерпретировать некоторые наблюдаемые особенности характеристик излучения активных областей.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ

1. Разработан метод, позволяющий моделировать трехмерную структуру и рассчитывать радиоизлучение различных компонент магнитосферы активной области. Компьютерное моделирование наблюдаемых источников радиоизлучения позволило с помощью разработанного пакета программ уточнить физические параметры области излучения (температуру и электронную концентрацию, магнитное поле), оценить вклад тепловой и нетепловой составляющих, что продемонстрировано на примерах наблюдений нескольких активных областей.
2. Обработаны наблюдения микроволнового излучения некоторых активных областей на Солнце. Анализ наблюдений позволил уточ-

нить спектрально-поляризационные и пространственные характеристики излучения отдельных структурных элементов активных областей (гало, пятенных, пекулярного и флоккулярного источников, источников микроволновых всплесков). Подтверждено наблюдениями существование длительных нетепловых процессов в солнечной короне в источниках типа "гало" (даже в период глубокого минимума солнечной активности).

3. Исследован эффект инверсии знака круговой поляризации в источниках типа "гало" и проведены модельные расчеты, показавшие, что такая инверсия происходит в самом источнике излучения, что позволило предложить термин "самоинверсия знака круговой поляризации" для этого явления. Сделан вывод о необходимости учета процессов рассеяния радиоизлучения при его распространении через материю гало, приводящих к замыванию изображений как самого гало, так и нижерасположенных пятенных и пекулярных источников, а также к существенному изменению спектров потоков радиоизлучения этих объектов.
4. Уточнен физический смысл определения величины коронального магнитного поля по многоволновым наблюдениям на РАТАН-600 радиоизлучения над пятнами. Такое уточнение позволило, в частности, впервые надежно измерить магнитное поле по второй гармонике гирочастоты над некоторыми пятнами и выявить заметное расхождение с измерениями по третьей гармонике для тех же источников. Определена высота основания короны над несколькими пятнами по предложенному автором методу с использованием радиоастрономических и магнитографических наблюдений одиночных пятен.
5. Исследована и промоделирована пространственная структура микроволнового всплеска на стадии послевсплескового уярчения (*PBI*) по наблюдениям на РАТАН-600. Исследована и интерпретирована временная структура всплесков с медленным положительным дрейфом по наблюдениям на радиоспектрографе в Ondřejov в диапазоне 1-2 ГГц. Результаты исследования микроволновых всплесков показали, что основное энерговыделение происходит в вершине корональной петли с последующим распространением энергии к основаниям петли со скоростью, характерной для ударных волн.

Литература

1. G.B. Gelfreikh, 1999, Solar Physics with Radio Observations, Proceeding of Nobeyama Symposium, NRO Report N 479, 41
2. Ватрушин С.М., Коржавин А.Н., 1989, в сб.: Физика солнечной плазмы, М., Наука, 100
3. Железняков В.В., 1962, Астрономический журнал, 39, 5
4. Kakinuma T., Swarup G., 1962, Astr.J, 136, 975 1
5. Железняков В.В., 1964, Радиоизлучение Солнца и планет. М., Наука
6. Злотник Е.Я., 1968, Астрономический журнал, 45, 2, 310
7. Злотник Е.Я., 1968, Астрономический журнал, 45, 3, 585
8. Lantos P., 1968, Ann. Astrophys, 31, 105
9. Lantos P., 1972, Solar Phys, 22, 387
10. Гельфрейх и Лубышев, 1979 Астрономический журнал, 56, 562
11. Alissandrakis C., Kundu M.R., Lantos P., 1980, A&A, 139, 271
12. Pallavicini R., Sakurai T., Vaiana G.S., 1981, A&A, 98, 316
13. Chiuderi-Drago F., Melozzi M., 1984, A&A, 131, 103
14. Hildebrandt J., Seehafer N., Kruger A., 1984, A&A, 134, 185
15. Kruger A., Hildenbrandt J., Furstenberg F., 1985, A&A, 143, 72
16. Lites B.W., Skumanich A., 1982, Astr. J. Suppl, 49, 293
17. Brosius J.W., Holman G.D., 1989, Astr.J, 342, 1172
18. Lee J.W., Hurford G.J., Gary D.E., 1993, Sol.Phys, 144, 45

19. White S.M., Kundu M.R., 1997, *Sol. Phys.*, 174, 31
20. Kruger A., Hildenbrandt J., 1985, *Astron. Nachr.*, 306, 3, 157
21. Staude J., 1981, *A&A*, 100, 284
22. Staude J., Furstenberg F., Hildebrandt J., Kruger A., Jakimiec J., Obridko V.N., Siarkowski M., Sylwester B., 1983, *Acta Astron.*, 33, 441
23. Petrosian V., 1982, *ApJ*, 255, 85
24. Alissandrakis C. E., Preka-Papadema P., 1984, *A&A*, 139, 507
25. Klein K.L., Trottet G., 1984, *A&A*, 141, 67
26. Preka-Papadema P., Alissandrakis C.E., 1988, *A&A*, 191, 365
27. Preka-Papadema P., Alissandrakis C.E., 1992, *A&A*, 257, 307
28. Alissandrakis C.E., 1986, *Sol. Phys.*, 104, 207
29. Klein K.-L., Chiuderi Drago F., 1987, *A&A*, 175, 179
30. Franciosini E., Chiuderi Drago F., 1995, *A&A*, 297, 535
31. Aschwanden J.M., Neupert N.W., Newmark J. et al, 1998, *ASP Conference Series, Second Advances in Solar Active regions*, ed. C.Alissandrakis and B.Schmieder, 155, 145
32. Alissandrakis C.E., Bogod V.M., Garaimov V.I., Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya., 1998, *CESRA Workshop on Coronal Explosive Events*, Espoo, Finland, 71
33. Zlotnik E.Ya., 1999, *Proc. 9-th European Meeting on Solar Physics*, Florence, Italy, 1239
34. Zlotnik E., 2000, *JENAM, 9-th European and 5-th Euro-Asian Astronomical Society Conference*, abstracts, 143
35. Takakura T., 1969, *Solar Phys.*, 6, 133
36. Takakura T., 1972, *Solar Phys.*, 26, 151
37. Takakura T., Scalise E., 1970, *Solar Phys.*, 11, 434
38. Ramaty R., 1969, *Astr.J.*, 158, 753

39. Kundu M.R., Vlahos L., 1982, Space Sci. Rev., 32, 405
40. Gelfreikh G.B., Peterova N.G., Ryabov B.I., 1987, Sol. Phys., 108, 89
41. Kundu M.R., Alissandrakis C.E., 1984, Solar. Phys., 94, 249
42. Alissandrakis C.E., 1999, ASP Conference Series, Third Advances in Magnetic Fields and Oscillations, eds. Schmieder B., Hofman A., Staude J., 184, 23
43. Соболев В.В., 1956, Перенос лучистой энергии в атмосферах звезд и планет, М., ГИТТЛ
44. Коржавин А.Н., 1979, кандидатская диссертация, Ленинград
45. Каплан С.А., Цытович В.Н., 1972, Плазменная астрофизика, М., Наука
46. Bastian T.S., 1995, AJ, 439, 494
47. Altyntsev A.T., Grechnev V.V., Konovalov S.K., Lesovoi S.V., Lisyian E.G., Rosenraukh Y.M., Treskov T.A., Magun A., 1996, 469, 976
48. Железняков В.В., 1997, Излучение в астрофизической плазме, М., Янус-К
49. Цытович В.Н., Каплан С.А., 1968, Астрофизика, 4, 3, 332
50. Newkirk G., Astr. J, 1961, 133, 983
51. К. де Ягер, Строение и динамика атмосферы Солнца, ИЛ, М., 1962
52. Боровик В.Н., 1997, Докторская диссертация, Нижний Архыз
53. Oster L., Magnetic fields in the outer solar atmosphere, 1963, Geo-Astrophysics Laboratory, Washington
54. Reimers D., 1971, A&A, 10, 182
55. Reimers D., 1971, A&A, 14, 198
56. Fort B., Picat J.P., Dantel M., Leroy J.L., 1973, A&A, 24, 267
57. Ginzburg V.L., Syrovatskii S.I., 1969, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 7, 375

58. Крюгер А., 1984, Солнечная радиоастрономия и радиофизика, М.: Мир.
59. Tandberg-Hansen, 1974, Solar Prominences, D.Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland
60. Leroy J.L., Bommier V., Sahal-Brechot S., 1983, Solar Phys., 83, 135
61. Bogod V.M., Grebinskij A.S., Garaïmov V.I., 1996, Solar Physics Letters.
62. Гараимов В. И., 1998, кандидатская диссертация, Нижний Архыз
63. Akhmedov Sh.B., Borovik V.N., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Korzhavin A.N., Petrov Z.E., Dikij V.N., Lang K.R., Willson R.F., 1986, Astr.J., 301, 460
64. Alissandrakis C.E., 1994, Lect. Notes Phys., 432, 109
65. Gelfreikh G.B., 1998, ASP Conference Series, Second Advances in Solar Active regions, ed. C.Alissandrakis and B.Schmieder, 155, 110
66. Alissandrakis C.E., Lubyshev B.I., Smolkov G.Ya., Krissinel B.B., Treskov T.A., Miller V.G. and Kardapolova N.N. 1992, Solar Phys. 142, 341
67. Kucera T.A., Dulk G.A., Gary D.E., Bastian T.S., 1994, ApJ, 433, 875
68. Kaplan S.A., Tsytovich V.N. 1972, Plasma Astrophysics, Moskow, Nauka
69. Коржавин А.Н., 1994, Докторская диссертация, С-Петербург
70. Piddington J.H., Minnett H.C., 1951, Astr. J. Sci.Res., A4, 131
71. Tanaka H., Kakinuma T., 1960, Proc.Res. Inst. Atm. Nagoya Univ., 7, 79
72. Петерова Н.Г., Ахмедов Ш.Б., 1973, Астрон.ж., 50, 1220
73. Максимов В.П., Бакунина И.А., АЖ, 1991, 68, 394
74. Tanaka X., Kakinuma T., 1961, в сб. "Радиоастрономия" (Парижский симпозиум), пер. с англ. под редакцией В.В.Виткевича, 211
75. Kruger A., 1976, Phys.Solariters., N1, p.7

76. Cohen M.H., 1960, Ap.J., 131, 664
77. Trubnikov B.A., 1958, Ph.D. dissertation, Moskow University
78. Petrosian V., 1981, Ap.J., 251, 727
79. Kucera T.A., Dulk J.A., Kiplinger A.L. et. al., 1993, Ap.J., 412, 853
80. Dulk G.A., K.A.Marsh, 1982, Ap.J., 259, 350
81. Dulk G.A., 1985, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 23, 169
82. Dulk G.A., Dennis B.R., 1982, Ap.J., 260, 875
83. Железняков В.В., Злотник Е.Я., 1963, Астрон.ж., 40, 633
84. Петерова Н.Г., 1997, в сб. "Проблемы современной радиоастрономии" (тезисы XXVII радиоастрономической конференции), 2, 34
85. Peterova N.G., 1994, Bull.Spec., Astrophys. Obs., 39, 138
86. Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., 1992, Тезисы межрегиональной конференции по радиоастрономическим исследованиям солнечной системы, М., 14
87. Sych R.A., Uralov A.M., Korzhavin A.N., 1993, Solar Phys., 144, 59
88. Боровик В.Н., Петерова Н.Г., 1987, Солнечные данные, 1, 66
89. Bandiera R., 1982, Astron. Astrophys. 112, 52
90. Sh.B. Akhmedov, G.B. Gelfreikh, V.M. Bogod, A.N. Korzhavin, 1982, Solar Phys., 79, 41
91. V.M. Bogod, V.I. Garaimov, N.P. Komar, V.A. Shatilov, 1997, XXVII Radio Astronomy Conf., St.Petersburg: IPA Ross.Akad.Nauk, 3, 132
92. V.M. Bogod, V.I. Garaimov, N.P. Komar, A.N. Korzhavin, 1999, Proc. 9-th European Meeting on Solar Physics, Florence, Italy, 1253
93. В. Бумба, 1960, Изв. Крым. астрофиз. обс., 23
94. В.Н. Обридко, 1985, Солнечные пятна и комплексы активности, М., Наука
95. Н. Kawakami, 1983, Publ. Astron. Soc. Japan, 35, 459

96. Borovik V.N., Gelfreikh G.B., Bogod V.M., Korzhavin A.N., Krueger A., Hildebrandt J., Urpo S., 1989, Solar Physics, 124, 157
97. Akhmedov Sh.B., Korzhavin A.N., Shatilov V.A., Aurass H., Hildebrandt J., Kruger A., 1989, Solar Magnetic Fields and Corona, Novosibirsk: Nauka, 2, 316
98. Bogod V.M., Korzhavin A.N., Akhmedov Sh.B., Aurass H., Hildebrandt J., Kruger A., 1990, Solar Physics, 129, 351
99. Kundu M.R., Solar radio astronomy, Michigan: Ann Arbor, 1964, V.1 - 2
100. Mendoza-Torres J. E., Korzhavin A. N., 1992, Солнечные данные, 1992, 6, 73
101. Мендоса-Торрес Х.Э., Коржавин А.Н., 1992 Солнечные данные, 1992, 12, 59
102. Ахмедов Ш.Б., Богод В.М., Боровик В.Н., Вильсон Р.Ф., Гельфрейх Г.Б., Дикий В.Н., Коржавин А.Н., Ланг К.Р., Петров З.Е., 1987, Астрофиз.исслед. (Изв.САО), 25, 105
103. Rodriguez R., 1983, Ciencias de la Tierra y del Espacio, 6, 21
104. Chertok I.M., Fomichev V.V., Gorgutsa R.V., Hildebrandt J., Krueger A., Magun A., Zaitsev V.V., 1995, Solar Physics, 160, 181
105. Горгуца Р.В., Крюгер А., Фомичев В.В., Хильдебрандт Й., Черток И.М., Шибасаки К., 1998, Труды научной конференции "Достижения и проблемы солнечной радиоастрономии", 6-9 октября, Санкт-Петербург, 47
106. Melrose D.B., 1999, Solar Physics with Radio Observations, Proceeding of Nobeyama Symposium, NRO Report N 479, 371
107. Shibata K., 1999, Solar Physics with Radio Observations, Proceeding of Nobeyama Symposium, NRO Report N 479, 371
108. Gold T., Hoyle F., 1960, Montly Notices Roy. Astron. Soc., 120, 89
109. Alfven H., Carlqvist P., 1967, Solar Phys., 1, 220

110. Heyvaerts J., Priest E.R., Rust D.M., 1977, ApJ, 216, 123
111. Longcope D.W., 1996, Sol.Phys., 169, 91
112. Priest E.R., Parnell C.E., Martin S.F., 1994, ApJ, 427, 459
113. Parnell C.V., Priest E.R., Titov V.S., 1994, Sol.Phys., 153, 217
114. Svestka Z., 1976, Solar Flares, Geophysics and Astrophysics Monographs, v.6
115. Hirayama T., 1974, Sol. Phys., 38, 419
116. Lee J., McClymont A.N., Mikic Z., White S.M., Kundu A.R., 1998, ApJ, 501, 853
117. Benz A.O., 1986, Sol. Phys., 104, 99
118. Bastian T.S., Benz A.O., Gary D.E., 1998, ARA&A 36, 131
119. Chiuderi Drao F., Alissandrakis C.E., Bentley R.D., Philips. A.T., 1998, Sol. Phys., 182, 459
120. Lee J.W., Gary D.E., 1994, Sol. Phys., 153, 347
121. Kai K., 1970, Sol. Phys., 11, 310
122. Nelson G.S., Melrose D., 1985, in Solar Radiophysics, Cambridge University Press, Cambridge, p.333
123. Kundu M.R., Alissandrakis C.E., Solar Physics 1976, 50, 429
124. Alissandrakis C.E., Kundu M.R., Astroph.J., 1978, 222, 342
125. De Jager K., Solar Physics, 1983, 86, 21
126. Isliker, Benz, A&A, Suppl. Ser., 1994, 104, 45
127. Willson, Ap.J., 1984, V 279, 1, 427
128. Alissandrakis, Schadee, Kundu, Astr.Ap., 1988, 195, 290
129. Willson, Solar Physics, 1983, 83, 285
130. Bruggon et al., A&A, 1990, 240, 505
131. Webb, Kundu, Solar Physics, 1978, 57, 155

- 132. Alaart et al., Solar Physics, 1990, 130, 183
- 133. Gudel, Benz, A&A, 1988, 75, 243
- 134. Nishio, Nakajima et al., Publ. Astron. Soc. Japan, 1994, 46, 11
- 135. Enome, Nakajima et al., Publ. Astron. Soc. Japan, 1994, 46, 27
- 136. Kundu M.R., White S.M., 1994, Astrophys. J. Suppl. Ser., 90, 599
- 137. Stepanov A.V., Urpo S., Zaitsev V.V., 1992, Solar Physics, 140, 139
- 138. Thomas R., Starr R., Crannell C.J., 1985, Solar Physics, 95, 323
- 139. Benka S.G., Holman G.D., 1992, Ap.J., 391, 854
- 140. Stepanov A.V., J. Hildebrandt, A. Kruger, S. Urpo, V.V. Zaitsev, 1995, Proc. VI Rus-Fin. Symph., IPFAN, Nizhny Novgorod, 97
- 141. Bogod V.M., Fu Q., Yasnov L.V., 1999, 9th European Meeting on Solar Physics "Magnetic Fields and Solar processes", Firenze, Italy, September 12-18, 1041
- 142. Fárník F., Karlický M., Khan J.I., 1999, Proc. of 9th European Meeting on Solar Physics, SP-448, 791
- 143. Aschwanden M.J., Benz A.O., 1995, Astrophys. J., 438, 99
- 144. Alvarez H., Haddock F.T., 1973, Solar Phys., 29, 197
- 145. Brown J.C., Melrose D.B., Spicer D.S., 1979, Astrophys. J. 228, 592
- 146. Fárník F., Kaastra J., Kálmán B., Karlický, M., Slottje, C., Valníček, B.: 1983, Solar Phys. 89, 355
- 147. Kotrč P., Karlický M., Kupryakov Yu. A., Kaltman T.I., Kašparová J., Rompolt B., 1999, Proc. of 9th European Meeting on Solar Physics, SP-448, 841
- 148. Rust D.M., Simnett G.M., Smith D.F., 1985, Astrophys. J. 288, 401
- 149. Dulk G.A., Sheridan K.V., Smerd S.F., Withbroe G.L., 1977, Solar Phys., 52, 349

150. Шпитальная А.А., Петерова Н.Г., Кальтман Т.И., Вспышечная активность Солнца в день затмения 11 июля 1991 г. по наблюдениям на БПР, Пространственно-временные аспекты солнечной активности (сб. научных трудов), С.-Петербург, 1992, с.181-188.
151. Т.И.Кальтман, А.Н.Коржавин, Н.Г.Петерова, Структура мощного миллиметрового источника на стадии "Post Burst Increase" по наблюдениям на РАТАН-600, тезисы докладов XXVI радиоастрономической конференции, С.-Петербург, 18-22 сентября, 1995, с.174.
152. T.I.Kaltman, The model calculations of the thermal and non-thermal radio emission from solar active regions, Abstracts, XXIX YERAC, Riccione, Italy, 23-26 September, 1996, p.3.
153. Т.И.Кальтман, А.Н.Коржавин, Н.Г.Петерова, Структура мощного миллиметрового всплеска на стадии "Post Burst Increase" по наблюдениям на РАТАН-600, Известия Академии Наук, Серия физическая, 1996, т.60, No 8, с.160-170.
154. Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., Степанов А.А., Гельфрейх Г.Б., Шибасаки К., Нетепловое микроволновое излучение флоккулов и его трехмерное моделирование по наблюдениям на РАТАН-600 в сентябре-октябре 1996 г., XXVII радиоастрономическая конференция "Проблемы современной радиоастрономии", С.-Петербург, 10-14 ноября, 1997, Том 2, с.16-17.
155. Kaltman T.I., Korzhavin A.N., Peterova N.G., Lubyshev B.I., Maksimov V.P., Alissandrakis C., Fu Q., Sunspot-associated Sources, a Peculiar Source and a Halo-like Source as Basic Componentes of the 3D Structure of a Large Active Region from RATAN-600 and SSRT Observations, Final Program and Abstracts, 2-nd Advances in Solar Physics Euroconference Three-Dimensional Structure of Solar Active Regions, Preveza, Greece, October 7-11, 1997, p.14-15.
156. Korzhavin A.N., Kaltman T.I., Stepanov A.A., Gelfreikh G.B., Shibasaki T., Non-thermal Microwave Solar Radio Emission from Plage-associated Coronal Loops and their 3D Modelling, Final Program and Abstracts, 2-nd Advances in Solar Physics Euroconference Three-Dimensional Structure of Solar Active Regions, Preveza, Greece, October 7-11, 1997, p.42-43.

157. Kaltman T.I., 3-dimensional modelling of solar microwave radio sources of slowly varying component, Abstracts, 30-th Young European Radio Astronomers Conference, Krakow, Poland, September 14-19, 1997, p.22.
158. Korzhavin A.N., Kaltman T.I., Stepanov A.A., Gelfreikh G.B., Shibasaki T., Non-Thermal Microwave Solar Radio Emission from Plage-associated Coronal Loops and their Modelling, Abstracts, Kyoto IAU23, August 17-30, 1997, p.253.
159. Korzhavin A.N., Kaltman T.I., Stepanov A.A., Non-Thermal Microwave Solar Emission from Plage-associated Sources and their Modelling, 22nd General Assembly of EGS in Vienna, Annales Geophysicae, Supplement of Volume 15, 1997, p.21-25.
160. T.Kaltman, 3-dimensional modelling of solar microwave radio sources of slowly varying component, 30-th Young European Radio Astronomers Conference, Acta Cosmologica, Uniwersytetu Jagiellonskiego, Krakow, 1997, p.131-134.
161. Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Основные компоненты структуры радиоизлучения активной области в компьютерном 3D-моделировании по наблюдениям Солнца на РАТАН-600, Программа и тезисы докладов, Школа-семинар молодых радиоастрономов "Радиоастрономия в космосе", Пущино, 14-16 апреля, 1998, с.21-22.
162. T.Kaltman, A.Korzhavin, N.Peterova, The basic components of radio emission of solar active region in 3D-modelling, CESRA Workshop on Coronal Explosive Events, Metsahovi Publications on Radio Science, Espoo, Finland, June 8-13, 1998, p.43.
163. T.I.Kaltman, A.N.Korzhavin, Coronal magnetic loop structure of a large mm burst as inferred from modeling of their microwave emission, Abstracts, ASPE98 - Magnetic Fields and Oscillations, Potsdam/Caputh, Germany, 22-26 September, 1998, p.87-88.
164. Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., Модель микроволнового всплеска на Солнце, Труды научной конференции "Достижения и проблемы солнечной радиоастрономии", С.-Петербург, 6-9 октября, 1998, с.81-84.

165. Kaltman T.I., Korzhavin A.N., Peterova N.G., Lubyshev B.I., Maksimov V.P., Alissandrakis C., Fu Q., Sunspot-associated Sources, a Peculiar Source and a Halo-like Source as Basic Componentes of the 3D Structure of a Large Active Region from RATAN-600 and SSRT Observations, Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Second Advances in Solar Active regions, ed. C.Alissandrakis and B.Schmieder, 1998, v.155, p.140-144.
166. Korzhavin A.N., Kaltman T.I., Stepanov A.A., Gelfreikh G.B., Shibasaki T., Non-thermal Microwave Solar Radio Emission from Plage-associated Coronal Loops and their 3D Modelling, JOSO Annual Report 1997, Eds. A.Antalova and A.Kucera, p.92-93.
167. T.I.Kaltman, A.N.Korzhavin, Coronal magnetic loop structure of a large mm burst as infered from modeling of their microwave emission, JOSO Annual Report 1998, Eds. A.Antalova, Balthasar and A.Kucera, p.92-93.
168. Т.И.Кальтман, А.Н.Коржавин, Моделирование радиоизлучения мощного миллиметрового всплеска на Солнце, тезисы докладов научной сессии молодых ученых "Гео- и гелиофизические исследования", Иркутск, 15-16 октября, 1998, с.6-7.
169. T.I.Kaltman, A.N.Korzhavin, The model calculations and the measurements of magnetic field above sunspots, Программа и тезисы докладов конференции "Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы", С.-Петербург, 1999, с.33-34.
170. Т.И.Кальтман, А.Н.Коржавин, Н.Г.Петерова, Самоинверсия знака круговой поляризации и рассеяние радиоизлучения в источниках типа "гало" микроволнового излучения активных областей, Программа и тезисы докладов конференции "Крупномасштабная структура солнечной активности: достижения и перспективы", С.-Петербург, 1999, с.34-35.
171. P.Kotrč, M.Karlický, Yu.A.Kupryakov, T.I.Kaltman, J.Kašparová, B.Rompolt, Physical characteristics of the September 23, 1998 solar flare, 9th European Meeting on Solar Physics "Magnetic Fields and Solar processes", Firenze, Italy, September 12-18, 1999, p.841-846.

172. Т.И.Кальтман, А.Н.Коржавин, М.Клваňa, К определению высоты переходного слоя над солнечными пятнами, Программа и тезисы докладов, Школа-семинар молодых радиоастрономов "Радиоастрономия на пороге XXI века - успехи и перспективы", Пушино, 10-11 апреля, 2000, с.18-19.
173. Kaltman T., Karlický M., Jiřička K., The 1–2 GHz slowly positively drifting bursts at the beginning of the May 2, 1998, September 23, 1998, and November 9, 1999 solar flares, JENAM-2000, European Astronomy at the Turn of the Millenium, Moscow, May 29-June 3, 2000, p.123.
174. T.I.Kaltman, A.N.Korzavin a M.Klvaňa, Radioastronomická merení magnetických poli ve skvrnach, XV Международный Солнечный семинар, Patince, Словакия, 19-23 июня, 2000, <http://www.suh.sk/obs/slnsem/zbornik.htm>
175. T.I.Kaltman, M.Klvaňa a V.Bumba, Modelování prostoro-ve konfigurace magnetického pole symetrické skvrny na základě optických, a radiových pozorování, XV Международный Солнечный семинар, Patince, Словакия, 19-23 июня, 2000, <http://www.suh.sk/obs/slnsem/zbornik.htm>
176. M.Klvaňa, V.Bumba a T.I.Kaltman, Specifikace normálních a anomálních efektů v magnetických a rychlostních polích symetrických skvrn, XV Международный Солнечный семинар, Patince, Словакия, 19-23 июня, 2000, <http://www.suh.sk/obs/slnsem/zbornik.htm>
177. Т.И.Кальтман, А.Н.Коржавин, Н.Г.Петерова, Самоинверсия круговой поляризации и рассеяние радиоизлучения в микроволновых источниках типа "гало" активных областей на Солнце, тезисы докладов конференции "Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналогии", С.-Петербург, 17-22 сентября, 2000, с.124-126.
178. Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., М. Клваňa, К определению высоты основания короны над солнечными пятнами, тезисы докладов конференции "Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналогии", С.-Петербург, 17-22 сентября, 2000, с.127-129.
179. A.N.Korzhavin, T.I.Kaltman, V.M.Bogod, V.I.Garaimov, Model treatment of the magnetic field measurements in the solar corona above

sunspots, тезисы докладов конференции ”Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналогии”, С.-Петербург, 17-22 сентября, 2000, с.153-155.