

УДК 523.98

РЕЗУЛЬТАТЫ И ПРОБЛЕМЫ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ХРОМОСФЕРЕ И КОРОНЕ СОЛНЦА НА ОСНОВЕ РАДИОНАБЛЮДЕНИЙ

Г.Б. Гельфрейх

RESULTS AND PROBLEMS OF MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS IN CHROMOSPHERE AND SOLAR CORONA BASED ON THE RADIO OBSERVATIONS

G.B. Gelfreikh

Приводится краткий обзор четырех методов измерения магнитных полей в короне и хромосфере Солнца, базирующихся на теории распространения и генерации микроволнового излучения в магнитоактивной плазме. Дается обзор плазменных структур солнечной магнитосферы, доступных методам радиоманитографии. Обсуждаются достоинства и недостатки существующих инструментов, обеспечивающих радиоизмерения солнечных магнитных полей, и резюмируются требования для сооружения в будущем более совершенных радиотелескопов для наблюдений Солнца.

Here is mentioned a brief observation of the four methods of magnetic field measurements in corona and solar chromosphere that is based on the distribution theory and generation of microwave radiation in magneto active plasma. Here is given the observation of plasma structure of solar magnetosphere that is accessible to the radio magnetographic methods. Here are discussed all the pluses and minuses of the existing instruments that provide radio measurements of solar magnetic fields and are resumed the requirements for the future building of the most perfect radio telescopes for the sun observations.

Введение

В настоящее время хорошо известно, что магнитные поля в атмосфере Солнца играют решающую роль как в образовании основных плазменных структур, так и в процессах переноса, накопления и выделения энергии, т.е. определяют большинство проявлений солнечной активности. В то же время методы измерений напряженности магнитного поля в солнечной короне, где формируются основные агенты, воздействующие на Землю и космическое пространство, крайне скудны. Радиоастрономическая магнитография солнечной короны и верхней хромосферы является по существу единственным прямым методом решения этой задачи. Естественно, и этот метод встречает на своем пути много нерешенных проблем, некоторые из них обсуждаются в этом сообщении.

Радиоастрономические методы измерения магнитных полей

Измерения магнитных полей в структурах солнечной атмосферы базируются на анализе спектра и поляризации радиоизлучения соответствующих деталей на радиокартах Солнца. При этом величина магнитного поля определяется на основе анализа, использующего теорию распространения и генерации радиоизлучения в плазме. Здесь мы ограничимся методами, использующими теорию радиоизлучения тепловыми электронами плазмы. Известно, что причиной излучения электромагнитных волн является ускорение электрических зарядов. Его может вызывать либо магнитное, либо электрическое поле.

Тепловое циклотронное излучение

Макроскопические магнитные поля практически всегда присутствуют в космической плазме, вызывая вращательное движение электронов с частотой

$$\omega_B = \frac{eB}{mc}, \quad (1)$$

где B – напряженность магнитного поля, e – заряд, m – масса электрона. Соответственно, излучение в дипольном приближении (нерелятивистское приближение, малые скорости) происходит на частоте ω . Если учи-

тывать релятивистские эффекты, то излучение также генерируется и на гармониках гирочастоты. При этом, поскольку для тепловых электронов их энергия $E=(mv^2/2) \ll mc^2$, мощность излучения быстро убывает с номером гармоники (грубо говоря, как v^2/c^2). Для типичных параметров корональной плазмы следует учитывать излучение на первых трех гармониках гирочастоты. Для третьей гармоники значение напряженности соответствующего магнитного поля может быть вычислено по формуле

$$B_3 = \frac{3570}{\lambda}, \quad (2)$$

где λ – длина волны в сантиметрах. Этим методом наиболее полно исследованы магнитные поля в нижней короне над солнечными пятнами, где их напряженность достигает тысяч гаусс. Соответственно этим задачам используется коротковолновая часть сантиметрового диапазона.

Излучение на третьей гармонике характеризуется высокой степенью поляризации, достигающей величин, близких к 100 %. Последнее обусловлено преобладанием необыкновенной волны в излучении, поскольку обыкновенная волна, имеющая направление вращения электрического поля, противоположное вращению электронов в том же поле, излучается гораздо слабее. Между тем, на второй гармонике ее излучение все же значительно, и в этом случае для большинства направлений излучения относительно поля степень поляризации суммарного потока значительно ниже. Соответствующее значение напряженности магнитного поля, дающего резонанс на второй гармонике, имеет вид

$$B_2 = \frac{5400}{\lambda}. \quad (3)$$

В большинстве реальных ситуаций мы не имеем дела с однородным магнитным полем и излучение не носит характера изолированных спектральных линий, длина волны которых в соответствии с полем определялась бы уравнениями (2) и (3), а ширина – температурой электронной компоненты плазмы. Обычно излучение генерируется в области с непрерывно меня-

ющей напряженностью поля и соответственно имеет непрерывный спектр. Для нижней короны оптическая толщина для средних углов относительно поля оказывается значительной и яркостная температура T_b близка к кинетической для электронов T_e . Таким образом, радиоизображение источника отражает двумерную проекцию области с данной напряженностью поля на картинную плоскость с яркостью $T_b = T_e$. Здесь, однако, есть одна неточность, обусловленная эффектом направленности излучения: вдоль магнитного поля излучается только первая гармоника, что приводит к появлению «дырки» в радиокарте солнечного пятна в области, где поле направлено на наблюдателя. Следовательно, источник над пятном имеет форму кольца, когда находится вблизи центра диска, и подковы при его смещении к краю.

На второй гармонике гирочастоты излучение отсутствует также и поперек поля.

Заметим, что для измерения максимальных напряженностей поля, проникшего в корону над пятном, эффективен метод обнаружения самой короткой (граничной) волны, где проявляется радиоизлучение. В силу крутого спектра источников над солнечными пятнами эта граница определяется очень четко, и поле конкретного пятна на уровне основания короны можно измерить с точностью нескольких процентов.

Тепловое тормозное излучение

Этот тип излучения определяется ускорением электронов в электрических полях ионов, пролетая мимо которых электрон меняет направление своего движения. Приблизительно этот процесс трактуется как столкновения электронов с положительными ионами (обычно протонами). Не вдаваясь в детали ряда используемых приближений для решения этой мало доступной строгому рассмотрению задачи, отметим, что основным критерием при диагностике этого механизма является то, что его коэффициент излучения

$$\xi \propto N^2 T^{(-1/2)} \quad (4)$$

не зависит от длины волны (частоты) радиоизлучения, а коэффициент поглощения

$$k \propto N^2 T^{(-3/2)} \lambda^2 \propto f^2 \quad (5)$$

пропорционален квадрату длины волны λ (или обратно пропорционален квадрату частоты f).

Из этих уравнений следует, что для оптически тонкого слоя интенсивность излучения не зависит от длины волны, а при значимой оптической толщине может только убывать с ростом λ . Эти довольно жесткие критерии обычно используются для анализа природы излучения. В частности, можно выяснить, реально ли в данном диапазоне волн пренебречь гирорезонансным (тепловым циклотронным) излучением.

Поскольку, как было указано в предыдущем разделе, оптическая толщина для гирорезонансного излучения еще на третьей гармонике гирочастоты электронов остается большой, пренебречь этим эффектом можно только для слабых полей ($\omega < \omega_B$), когда

$$B < B_3. \quad (6)$$

Это позволяет в большинстве случаев ограничиться квазипродольным приближением в теории распространения и генерации тормозного излучения, при кото-

ром нормальные волны имеют круговую поляризацию. В этом приближении существует простое решение уравнения переноса теплового тормозного излучения. Для степени поляризации имеем

$$P = n \frac{\omega_B}{\omega} \cos(\alpha). \quad (7)$$

Здесь n – логарифмический наклон спектра ($T_b \propto \lambda^n$), а α – угол направления магнитного поля. Для продольной компоненты магнитного поля эту формулу можно записать так:

$$B_i = \frac{107}{n\lambda} P\%. \quad (8)$$

В случае оптически тонкого слоя $n = 2$ и формула приобретает вид

$$B_i = \frac{54}{\lambda} P\%. \quad (9)$$

В этом случае при построении радиомагнитограммы не требуются спектральные наблюдения. Однако сама применимость этого приближения требует данных спектрального анализа исследуемой области радиоизлучения. В случае оптически толстого слоя нужна информация об n , в частности, для изотермической области $n = 0$, и тогда $P = 0$. Поляризация отсутствует, и измерение магнитного поля обсуждаемым методом становится невозможным. В действительности для сантиметрового диапазона волн случай $n = 2$ (оптически тонкий слой) реализуется для корональных источников, а оптически толстый – в хромосфере. В последнем случае мы имеем дело со средой с градиентом температуры, и, таким образом, радиомагнитография хромосферных областей вполне осуществима (типичные значения $n \sim 1$).

Для случая корональной структуры (конденсации материи) указанная выше методика, основанная на формуле (9), применима, когда источник радиоизлучения наблюдается за лимбом. В случае, когда корональное уплотнение проектируется на диск, поляризованная компонента является суммой излучения от хромосферы и короны. Если имеются спектральные наблюдения, то эти две компоненты можно разделить как в канале интенсивности, так и поляризации, имея в виду, что спектральный индекс в обоих каналах для корональной структуры в силу ее прозрачности нам известен ($n = 2$). При этом полезно учитывать, что поле очень слабо влияет на интенсивность как для оптически тонкого, так и для непрозрачного слоев. Это обусловлено тем, что оптическая толщина необыкновенной волны в поле становится больше, а обыкновенной – меньше. Рост интенсивности обусловлен в основном приростом меры эмиссии в корональном уплотнении. Измеряемое магнитное поле является усредненным с весовой функцией квадрата электронной плотности. Поле, измеряемое в хромосфере, относится к уровню оптической глубины $\tau = 1$.

Основные ограничения применения метода обусловлены необходимостью измерять очень малые степени поляризации, что связано с преодолением многих аппаратных эффектов и даже просто флуктуационной чувствительности радиотелескопов.

Инверсия круговой поляризации

Этот метод базируется на анализе условий распространения радиоволн в солнечной короне, а именно нарушения приближения геометрической оптики в области квазипоперечного распространения. Вблизи района, где луч пересекает магнитное поле под прямым углом (так называемая QT-область), в силу расходимости магнитных силовых линий меняется направление продольной составляющей фонового магнитного поля и, соответственно, согласно требованиям приближения геометрической оптики, каждый тип волны (обыкновенной и необыкновенной) должен изменить знак (направление вращения электрического вектора) поляризации. Мы здесь снова предполагаем, что на некотором расстоянии от QT-области магнитное поле достаточно слабое и моды волн соответствуют волнам с круговой поляризацией. Внутри же QT-области, естественно, они проходят через места, где их поляризация становится эллиптической, затем линейной и снова эллиптической, с другим направлением вращения, и, наконец, опять круговой. Однако, если электронная плотность и напряженность магнитного поля относительно малы, применительно к данной частоте (длине) волны, то обсуждаемая область не оказывает действия на характер поляризации. Таким образом, существует граничная частота f_i (соответственно, длина волны λ_i), которая разделяет две характерные области спектра – с инверсией и без инверсии знака поляризации. Значение этой границы определяется формулой

$$f_i = (2 \times 10^{17} B^3 N_e L_B)^{1/4}. \quad (10)$$

Здесь L_B – характерный масштаб структуры магнитного поля. Существенно, что граничная частота f_i почти линейно зависит от напряженности магнитного поля B и слабо от концентрации электронов. Это позволяет обосновать весьма точный метод измерения поля. Желательно при этом, чтобы использовались спектральные наблюдения. Если последних нет, то метод все равно оказывается применимым. В этом случае анализируется смена знака во времени и пространстве. Эти вариации обусловлены преимущественно вращением Солнца, при котором меняется направление и положение луча, проходящего через QT-область в магнитной структуре АО в солнечной короне.

Эффект Фарадея

Угол поворота плоскости поляризации χ , согласно теории эффекта Фарадея, пропорционален квадрату длины волны:

$$\chi = 2.7 \times 10^{-17} \lambda^2 RM. \quad (11)$$

Это позволяет, при наличии ограниченных спектральных наблюдений, определить величину

$$RM = \int N_e B_l dl, \quad (12)$$

которую называют мерой вращения. В этом методе для оценки продольной компоненты напряженности магнитного поля необходимо знать характерный размер области, где произошло вращение, а также распределение в ней электронной концентрации. Кроме того, следует иметь в виду, что метод базируется на квазипродольном приближении геометрической оп-

тики для анализируемой волны. Ограниченность его применения также определяется необходимостью наблюдения источника со значительной линейной поляризацией. Практически метод применялся для анализа внешних частей солнечной короны, сквозь которые наблюдалась Крабовидная туманность. К достоинствам метода следует отнести его высокую чувствительность к полю.

Современные радиотелескопы, используемые для измерения магнитных полей Солнца

Из представленного описания основных радиометодов измерения магнитного поля в атмосфере Солнца следует, что для их успешного применения требуются инструменты, сочетающие следующие параметры:

- высокое пространственное разрешение по обеим координатам;
- анализ спектра в достаточно широком диапазоне волн;
- анализ, по крайней мере, круговой поляризации с высокой чувствительностью.

К сожалению, на сегодня инструмент, одновременно удовлетворяющий всем перечисленным требованиям, на земном шаре отсутствует. Умеренно высоким двумерным разрешением (около 10–20 угл. сек.) обладают два крупнейших радиогелиографа: Нобеяма (волны 1.76 и 0.8 см) и Бадары (ССРТ, волна 5.2 см). Оба они позволяют измерять круговую поляризацию и строить изображения всего диска Солнца, но не производят должного спектрального анализа. Важной особенностью этих инструментов является регулярность многочасовых ежедневных наблюдений, что также является принципиально важной особенностью солнечных программ.

Детальный анализ спектров всех компонент солнечного радиоизлучения в сантиметровом и дециметровых диапазонах выполняется достаточно регулярно на многоволновом Панорамном анализаторе спектра рефлекторного телескопа РАТАН-600. Он также позволяет производить анализ поляризации с высокой точностью (до малых долей процента). Ограничения в измерении магнитных полей связаны в этом случае с тем, что относительно высокое пространственное разрешение (того же порядка, что и упомянутых радиогелиографов) реализуется лишь по одной координате. Некоторые результаты могут быть получены по кооперативным программам, использующим наблюдения на всех трех инструментах, однако в этом случае имеется значительное разнесение полученных данных по времени.

Современные исследования Солнца нуждаются в анализе магнитных полей со значительно более высоким пространственным разрешением, чем десятки секунд дуги. Такие наблюдения проводились по нескольким программам на интерферометрах апертурного синтеза VLA (США), где для Солнца удается получить разрешение в несколько секунд дуги. Этот инструмент, однако, обладает ограниченным числом антенн (27 параболоидов, перемещающихся по рельсам), что обуславливает невозможность хорошего заполнения uv-плоскости (спектра пространственных гармоник радиоизображения), особенно для такого переменного во времени источника, как активные области Солнца. В результате, на одной ра-

диокарте не регистрируются одновременно крупные и мелкие детали. Также инструменту присущи значительные (несколько процентов) ограничения в чувствительности поляризационных наблюдений. Анализ спектра ограничен несколькими фиксированными частотами сантиметрового и дециметрового диапазонов, наблюдения на которых осуществляются последовательно. Очень серьезным ограничением является малый объем проводимых программ по Солнцу и заблаговременное планирование дат наблюдений. Между тем, выполненные на VLA солнечные программы достаточно убедительно иллюстрируют эффективность анализа радиоизображений Солнца с высоким пространственным разрешением, дающим принципиально новую информацию о магнитных полях в короне Солнца и их роли для многих физических процессов.

Основные направления и результаты радиоманитографии Солнца

Основные плазменные структуры, в которых удалось произвести измерения магнитных полей радио-методами:

- 1) глобальные проявления солнечной активности;
- 2) корональные дыры;
- 3) протуберанцы;
- 4) магнитные поля активных областей Солнца;
- 5) квазипериодические колебания плазменных структур в атмосфере Солнца;
- 6) предвспышечные явления и их диагностика;
- 7) послевспышечные процессы (постэруптивные аркады, корональные выбросы).

Здесь мы не касаемся анализа магнитных полей собственно во вспышках, поскольку этому большому разделу следовало бы уделить отдельное сообщение. Полученные радиоманитограммы некоторых из указанных объектов приводятся в качестве иллюстраций к данному сообщению.

Пути развития солнечной радиоманитографии

Сказанное в предыдущих разделах дает ясное представление о существенных перспективах развития магнитографии Солнца, которые могут быть решены методами радиоастрономии. Практически, только ей доступно построение магнитных структур с анализом напряженности поля в короне Солнца, включая и построение ее трехмерной структуры (радиотомография). Однако на современном этапе нет ни одного инструмента, который бы давал одновременно и двумерные изображения Солнца, и их спектральный анализ на уровне даже существующих радиогелиографов с диаграммами направленности порядка десятков угловых секунд. Следует подчеркнуть, что это связано не столько с принципиальными техническими проблемами, сколько с отсутствием внимания к подобным проектам и их финансирования.

В то же время имеется серьезная потребность и перспективность получения уникальных и крайне важных для физики основных процессов на Сол исследований, базирующихся на возможностях диогелиографов следующего поколения, кото будут обладать на порядок более высоким пространственным разрешением и сочетать с ним детальный спектральный анализ и высокую точность

поляризационных измерений. Возможные пути решения этой весьма сложной проблемы обсуждаются в отдельном докладе.

Результаты приведенных исследований выполнены при поддержке ряда грантов научно-исследовательских проектов: ИНТАС 181, ИНТАС 543, РФФИ 02-02-16548 и 03-02-17357, ОФН-16, договора 16КИ и программы Президиума РАН «Нестационарные явления в астрономии», программы «Астрономия».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bastian T.S. G. Frequency Agile Solar Radio Telescope // *Proceedings of SPIE*. 2003. 4853, 98.
2. Gelfreikh B. Physics of the solar active regions from radio observations // *Proc. Nobeyama Symp.* 1998. V. 479. P. 41–51.
3. Gelfreikh G.B., Shibasaki K. Radio magnetography of solar active regions using radio observations // *Proc. 9th European Meeting on Solar Physics*, 12–18 Sept. 2002 (ESA SP-448). 2002. P. 1339–1443.
4. Grebinskij V., Bogod V.M., Gelfreikh G., Urpo S., Pohjolainen S., Shibasaki K. Microwave tomography of solar magnetic fields // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* 2000. V. 144. P. 169–180.
5. Gelfreikh G.B. Radio Observations of quasi-periodic oscillations in the structures of the solar atmosphere // *Ibid.* P. 613–616.
6. Borovik V.N., Gelfreikh G.B., Medar V.G., Grigorieva I.Y. First registration of the post-eruptive arcade formation during CME event in wide microwave range // *Proc. 10th European Solar Physics Meeting, «Solar Variability: From Core to outer Frontiers»*, Prague, Czech Republic, 9–14 September 2002 (ESA SP-506) 2002. P. 431–434.
7. Алесин А.М., Балдин С.В., Богод В.М. и др. Новый многоволновый солнечный спектральный комплекс РАТАН-600 // *Там же*. С. 227–230.
8. Богод В.М., Гельфрейх Г.Б. Современный солнечный радиотелескоп: параметры и их реализация // *Сборник докладов конференции стран СНГ и Прибалтики «Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности»*. Нижний Новгород, 2–7 июня 2003 г. С. 251–253.
9. Богод В.М., Гельфрейх Г.Б., Кальтман Т.И. и др. Исследование развития вспышечно-продуктивной АО и ее предвестников по данным детального анализа спектра и поляризации компонент радиоисточника // *Там же*. С. 300–303.
10. Гельфрейх Г.Б., Макаров В.И., Тлатов А.Г., Shibasaki K. Развитие глобальной активности Солнца на основе поляризационных наблюдений на радиогелиографе Нобейма // *Там же*. С. 19–21.
11. Гельфрейх Г.Б., Рябов Б.И., Петерова Н.Г. и др. Анализ квазипоперечного распространения радиоизлучения для исследования колебаний коронального магнитного поля // *Там же*. С. 328–331.
12. Гречнев В.В., Лесовой С.В., Смольков Г.Я. и др. Сибирский солнечный радиотелескоп // *Там же*. С. 259–262.
13. Железняков В.В. Излучение в астрофизической плазме. М.: Янус-К, 1997.

Главная астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург