

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ РАДИОМЕТОДАМИ

*Е.Я.Злотник*

Обсуждаются методы измерения магнитных полей в солнечной короне по наблюдаемым характеристикам солнечного радиоизлучения. Приведены примеры определения магнитного поля в атмосфере активной области (в переходном от хромосферы к короне слое) на основании анализа спектральных наблюдений микроволнового излучения локальных источников, связанных с солнечными пятнами. Рассмотрены возможности измерения магнитных полей в горячих корональных петлях в случае регистрации циклотронных линий в составе микроволнового излучения Солнца. Показано, что по поляризации второй гармоники во всплесках III типа можно судить о магнитном поле на трассе движения электронов, ускоренных в области вспышки идвигающихся во внешние слои короны.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что магнитные поля играют существенную роль в динамике корональной плазмы и происхождении многих компонент солнечного излучения. На уровне фотосферы магнитные поля детально изучены методами спектроскопии в оптическом диапазоне. В горячей короне, прозрачной для оптического излучения, использование аналогичных методов сталкивается с большими трудностями.

В связи с этим, в литературе широко обсуждаются радиометоды измерения магнитных полей в солнечной атмосфере (см., например, [1-8]). Действительно, анализ солнечного радиоизлучения представляет собой сравнительно простой и доступный инструмент для определения величины и конфигурации магнитного поля в активных областях, вспышках, корональных петлях, протуберанцах и т.п. Процедура восстановления магнитного поля в источнике определенного компонента радиоизлучения Солнца по наблюдаемым характеристикам этого радиоизлучения состоит из трех этапов:

1. проведение спектрально-поляризационных наблюдений с высоким частотным и пространственным разрешением;
2. построение теории явления, т.е. выбор механизма излучения и конструирование модели источника, наилучшим образом объясняющих наблюдаемые характеристики;
3. извлечение информации о величине и конфигурации магнитного поля из формул, описывающих механизм излучения.

Очевидно, что далеко не все компоненты наблюдаемого радиоизлучения Солнца могут обеспечить выполнение указанных условий. С точки зрения наблюдений, наибольшими преимуществами обладают большие антенные системы (такие, как VLA, OVRO, WSRT, PATAN-600) в сочетании с многочастотными приемниками и поляриметрами. С точки зрения теории, наиболее выгодными компонентами являются те, которые могут быть интерпретированы на основе простых механизмов в рамках сравнительно несложных моделей источника. В противном случае связь между исходными параметрами плазмы и наблюдаемыми значениями яркостных температур и поляризации излучения становится настолько громоздкой и зависит от такого количества дополнительных предположений, что однозначное определение магнитных полей вряд ли возможно.

Ниже описываются способы измерения корональных магнитных полей на основании анализа следующих компонент солнечного радиоизлучения, допускающих надежную интерпретацию наблюдаемых явлений и дающих простую связь между регистрируемыми свойствами и магнитными полями в источнике:

1. микроволновое излучение локальных источников над солнечными пятнами ( $s$ -компонент), дающее информацию о магнитных полях в основании короны над пятнами;
2. тонкая структура спектра микроволнового излучения активных областей (в виде циклотронных линий), позволяющая определить магнитное поле в корональных петлях;
3. поляризованная вторая гармоника во всплесках III типа, свидетельствующая о магнитных полях в короне над областью вспышек.

В Заключении упоминаются другие компоненты и механизмы излучения, которые также могут быть использованы для определения магнитных полей в различных областях солнечной короны.

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В АТМОСФЕРЕ НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ

Радиоизлучение Солнца, связанное с магнитными полями солнечных пятен, наблюдается в виде локальных источников с характерным временем ионизации порядка времени жизни соответствующей группы пятен. Тот факт, что именно на диапазон сантиметровых волн приходится низкие гармоники электронной гирочастоты, соответствующие магнитным полям, экстраполированным от пятен в хромосферу и нижнюю корону, дал в свое время основание предположить [9-11], что этот повышенный уровень обусловлен тепловым магнитотормозным (циклотронным) механизмом излучения электронов в переходной от хромосферы к короне области. Этот механизм оказался очень удобным для получения информации

о локальных физических условиях в области генерации излучения: в отличие от тормозного излучения, которое на фиксированной частоте исходит из некоторого столба плазмы на луче зрения, циклотронный механизм в неоднородном магнитном поле дает вклад в излучение частоты  $f$  только в тонких слоях, удовлетворяющих условию

$$f_B = \frac{f}{s}, \quad (1)$$

( $f_B = eB/mc$  — электронная гирочастота,  $e$  и  $m$  — заряд и масса электрона,  $c$  — скорость света,  $B$  — магнитное поле,  $s = 2, 3, \dots$  — номер циклотронной гармоники), где магнитное поле равно

$$B(\text{Гс}) = \frac{f(\text{МГц})}{2.8 \cdot s} = \frac{1.07 \cdot 10^6}{s \cdot \lambda(\text{см})} \quad (2)$$

( $\lambda$  — длина волны).

В обычных условиях солнечной короны и хромосферы оптическая толщина этих слоев  $\tau$  различна для обыкновенных и необыкновенных волн: если для первых  $\tau^o > 1$  в слоях, соответствующих гармоникам  $s \leq 2$ , то для вторых  $\tau^e > 1$  в слоях, где  $s \leq 3$ . В обоих случаях для более высоких гармоник гирорезонансные слои оптически тонкие ( $\tau < 1$ ) (см. [9-22]).

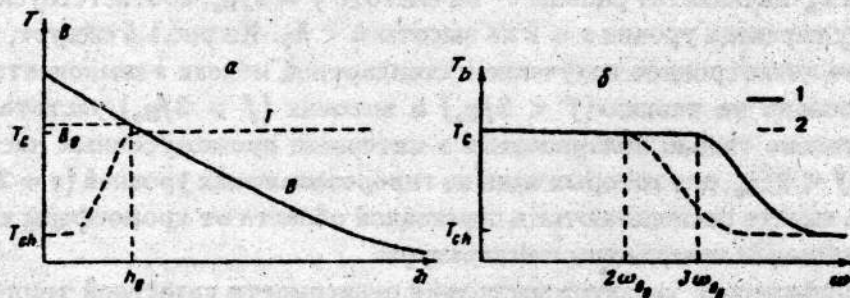


Рис.1. Модель стандартного источника  $z$ -компонента: а — изменение магнитного поля  $B$  и кинетической температуры  $T$  с высотой  $h$  ( $h_0$  — нижняя граница короны,  $B_0$  — магнитное поле на этом уровне); б — частотный спектр излучения (1 — необыкновенная волна, 2 — обыкновенная волна).

В основе теории  $z$ -компонента лежит представленная на рис.1,а модель активной области над пятном (см. [5, 9-22]). Согласно этому рисунку, гирочастота  $f_B$  (и магнитное поле  $B$ ) монотонно убывает с ростом высоты  $h$  над фотосферой, а кинетическая температура плазмы  $T$  увеличивается от хромосферных значений ( $T_{ch} \approx 2 \cdot 10^4$  К) до величин, отличающих активную корону ( $T_c \approx 2 \cdot 10^6$  К). В магнитных полях типа, определенного на рис.1,а, гирорезонансные слои (1), соответствующие более высоким гармоникам, располагаются на больших высотах в солнечной атмосфере (ближе к наблюдателю). Это обстоятельство вместе с указан-

ными выше значениями оптических толщин гирорезонансных слоев позволяет заключить, что второй гирорезонансный слой служит эффективным источником излучения на обыкновенных волнах, а необыкновенные волны выходят, главным образом, с третьего гирорезонансного уровня. Яркостные температуры обыкновенной и необыкновенной мод:

$$T_2^{\circ} = T(h_2), \quad (3)$$

$$T_3^{\circ} = T(h_3), \quad (4)$$

где  $h_2$  и  $h_3$  — высоты, на которых располагаются второй и третий гирорезонансные слои с гирочастотами  $f_B = f/2$  и  $f_B = f/3$  соответственно (см. (1)). Излучение из более глубоких слоев поглощается соответственно на уровнях  $h_2$  и  $h_3$ , а вклад оптически тонких слоев, отвечающих более высоким гармоникам, несуществен. Сказанного достаточно, чтобы построить частотный спектр  $s$ -компоненты — зависимость яркостной температуры  $T_b(f)$  для волн обоих типов; такая зависимость приведена на рис. 1,б. Из этого рисунка ясно, что для необыкновенного излучения  $T_3^{\circ} = T_c$  на частотах  $f < 3f_{B_0}$ , соответствующих локализации уровня  $s = 3$  в короне — на высотах  $h > h_0$ . На более высоких частотах этот уровень опускается в хромосферу. В переходной области  $T_3^{\circ}$  быстро падает, приближаясь к значению  $T_{cl}$ . Такая же картина имеет место для обыкновенной волны, но падение  $T_2^{\circ}$  начинается раньше — на частоте  $f = 2f_{B_0}$ , соответствующей моменту перехода уровня  $s = 2$  на высоты  $h < h_0$ . Из рис. 1,б следует, что тепловое циклотронное излучение в стандартной модели  $s$ -компонента не поляризовано на низких ( $f < 2f_{B_0}$ ) и высоких ( $f > 3f_{B_0}$ ) частотах и сравнительно сильно поляризовано в интервале промежуточных частот  $2f_{B_0} < f < 3f_{B_0}$ , для которых один из гирорезонансных уровней ( $s = 2, 3$ ) или оба вместе располагаются в переходной области от хромосферы к короне с сильным градиентом температуры.

Специфический характер частотной зависимости яркостной температуры и поляризации определяет метод нахождения величины магнитного поля в основании короны, развитый и широко используемый авторами [2-4, 7, 17-18]. Основная идея состоит в том, чтобы найти наименьшую длину волны, на которой может быть обнаружено циклотронное излучение. Эта волна соответствует третьей гармонике гирочастоты (и соответствующему магнитному полю) на уровне переходного слоя, где температура быстро меняется от хромосферных ( $\sim 10^4$  К) до корональных ( $\sim 10^6$  К) значений. Вторая гармоника на этой волне находится в холодных слоях, поэтому излучение полностью поляризовано со знаком необыкновенной волны.

Пример, иллюстрирующий этот метод, приведен на рис. 2 [2]. Здесь изображены профили параметра  $V$  — разности право- и левополяризованных компонент на пяти волнах в диапазоне от 2 см до 4 см, а также

частотная зависимость поляризованного потока излучения, полученные на РАТАН-600 для группы № 68 (по бюллетеню Солнечные данные) 9 июля 1977 г. Поляризация излучения достигает значительной величины на волне 4 см и пренебрежимо мала на 2 см, и именно последняя волна при  $z = 3$  определяет магнитное поле в переходном слое:

$$B = \frac{1.07 \cdot 10^4}{3 \cdot \lambda(\text{см})} (\text{Гс}) = 1785(\text{Гс}). \quad (5)$$

В том случае, когда длина волны, на которой поляризация стремится к нулю, не входит в диапазон, используемый при наблюдениях, авторы [2] предлагают метод, показанный на рис.3. Здесь изображены частотные зависимости суммы  $I$  (пунктир) и разности  $V$  (сплошная линия) антенных температур право- и левополяризованных компонент для двух больших пятен северной (верхняя часть) и южной (нижняя часть) полярностей в группе № 193 (по бюллетеню Солнечные данные) 2 мая 1979 г. Экстраполируя поляризованный поток, выраженный в антенных температурах, к нулевому значению параметра  $V$ , авторы [2] получают значения  $B = 1930$  Гс для пятна северной полярности и  $B = 1700$  Гс для пятна южной полярности (при полях, соответственно, 2300 Гс и 2000 Гс на уровне фотосферы).

Анализ большого числа солнечных пятен и их локальных источников микроволнового излучения, зарегистрированных на РАТАН-600, показал хорошую корреляцию между значениями магнитного поля в переходном от хромосферы к короне слое и соответствующими фотосферными значениями. При этом магнитное поле, полученное описанным выше способом, уменьшается по сравнению с фотосферными значениями, согласно [2], не более чем на 10-20%. Такое незначительное уменьшение свидетельствует либо о небольшом вертикальном градиенте магнитного поля, либо о низком расположении короны над пятном.

Еще один пример измерения магнитных полей в атмосфере над пятном

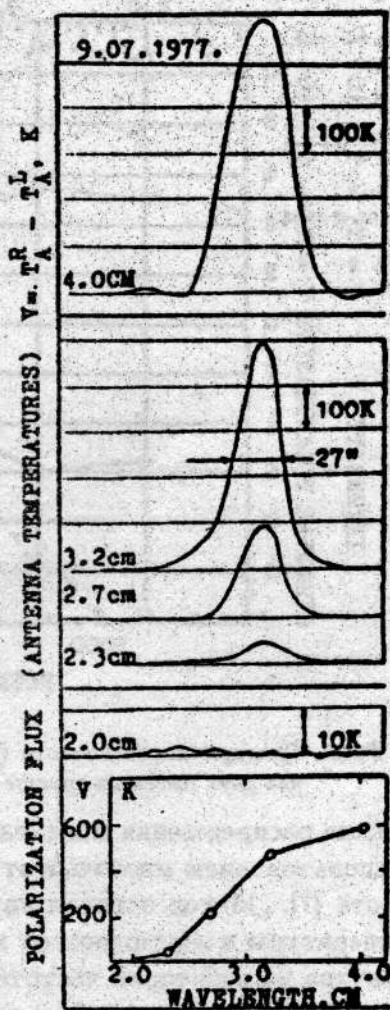


Рис.2. Записи параметра  $V$ , характеризующего круговую поляризацию излучения на пяти волнах от 2 см до 4 см для локального источника над пятном № 68 9 июля 1977 г. [2].

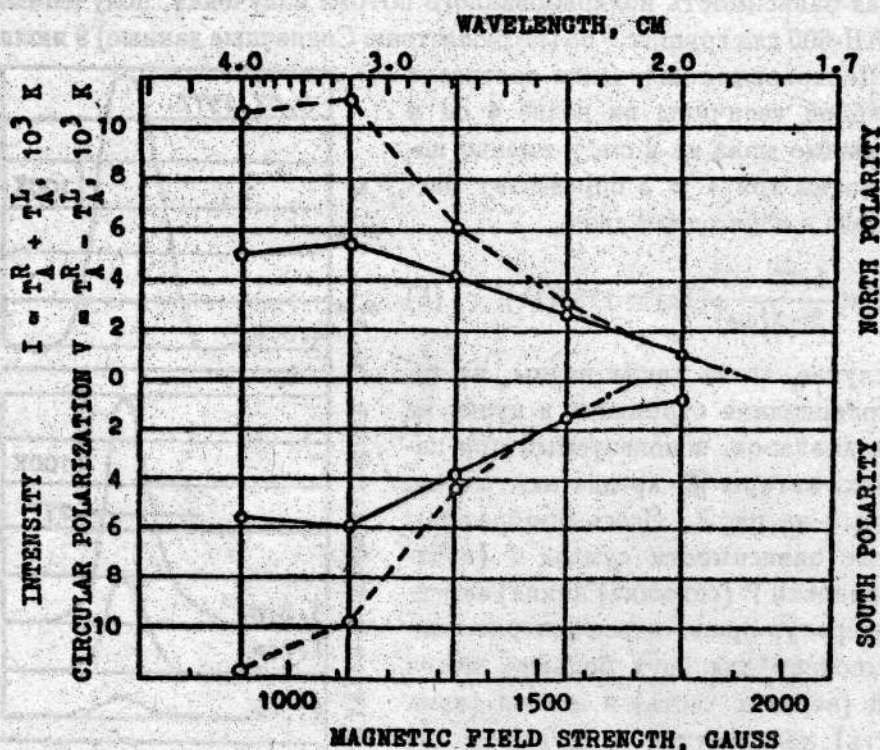


Рис.3. Спектры интенсивности (пунктир) и круговой поляризации излучения для двух пятен из группы № 193, 2 мая 1979 г. [2].

(и даже распределения магнитного поля по радиусу униполярного пятна) с использованием многочастотных наблюдений z-компонента приведен в работе [7]. Метод основан на том, что благодаря сильному градиенту температуры в переходном от хромосферы к короне слое, яркостная температура на некоторой частоте, называемой "предельной", резко падает от корональных значений до хромосферных (см. рис.1). Получив одномерные записи профилей источника над пятном NOAA 4741 при многочастотных наблюдениях на антенне OVRO 2 августа 1986 г. и отождествляя "предельную частоту" со значениями  $f$ , при которых соответствующие гиросрезонансные уровни опускаются в холодную хромосферу на разных расстояниях от центра пятна (при этом относя, как обычно, две противоположно поляризованные волны ко второй и третьей гармоникам гиро-частоты), авторы [7] находят распределение магнитного поля по радиусу пятна: в основании короны (рис.4):

$$B(r) = 1420 \cdot \exp \left[ - \left( \frac{r}{11.05''} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где магнитное поле выражено в гауссах, а расстояние от центра пятна — в угловых секундах. Согласно [7], это распределение относится к высотам

порядка 2000–4000 км над фотосферой. Максимальное поле в центре пятна оказалось на 40% меньше соответствующего значения на уровне фотосферы. Сопоставление полученных результатов с модельными расчетами показало, что изменение магнитного поля в центре пятна с высотой хорошо аппроксимируется дипольным приближением (в отличие от оценок [2, 4]), в то время как радиальное распределение является более ограниченным, чем то, которое предполагается дипольной моделью. (см. рис.4). Масштаб изменения магнитного поля по высоте, оцененный авторами [7] как  $7.5''$ , хорошо согласуется с результатами других авторов (например, [2, 4, 18]).

### 3. ИЗМЕРЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ

Начиная с 70-х годов, когда рентгеновские наблюдения показали, что солнечная корона (вне корональных дыр) состоит, главным образом, из петельных структур, очерчивающих, по-видимому, силовые линии магнитного поля, корональные петли стали одним из основных элементов, изучаемых солнечными физиками. Естественно, что наиболее заманчивым методом их исследования является наблюдение их проявлений в радиодиапазоне. Возможные способы радиодиагностики горячих корональных петель, которые могут быть осуществлены при спектрально-поляризационных наблюдениях с высоким частотным и пространственным разрешением, рассмотрены в работах [5, 23–25].

Для того, чтобы описать метод определения магнитного поля в пятне, обратимся к модели, изображенной на рис.5,а,б [23–24].

Источник излучения представляет собой горячее волокно — относительно тонкую силовую трубку биполярного магнитного поля, заполненную горячей плазмой (с кинетической температурой электронов  $T$  выше температуры окружающей короны  $T_c$ ). Если диаграмма приемной антенны достаточно мала и вырезает из трубки район с квазигомогенным (в плоскости, перпендикулярной лучу зрения) магнитным

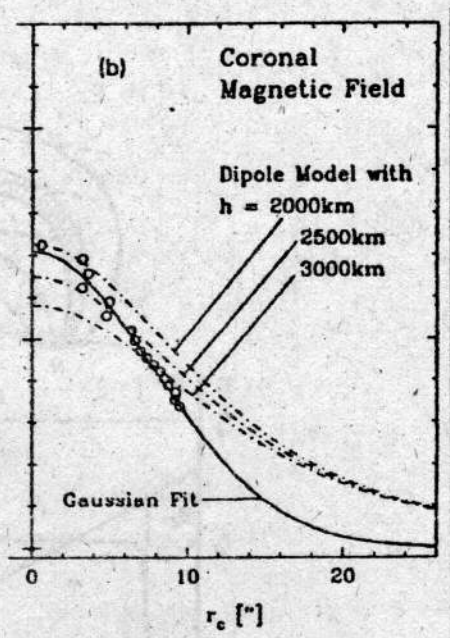


Рис.4. Распределение магнитного поля по радиусу источника на высоте основания короны: точками изображены значения магнитного поля, полученные из измерений; пунктирные модели описывают распределение дипольного поля на разных высотах [7].

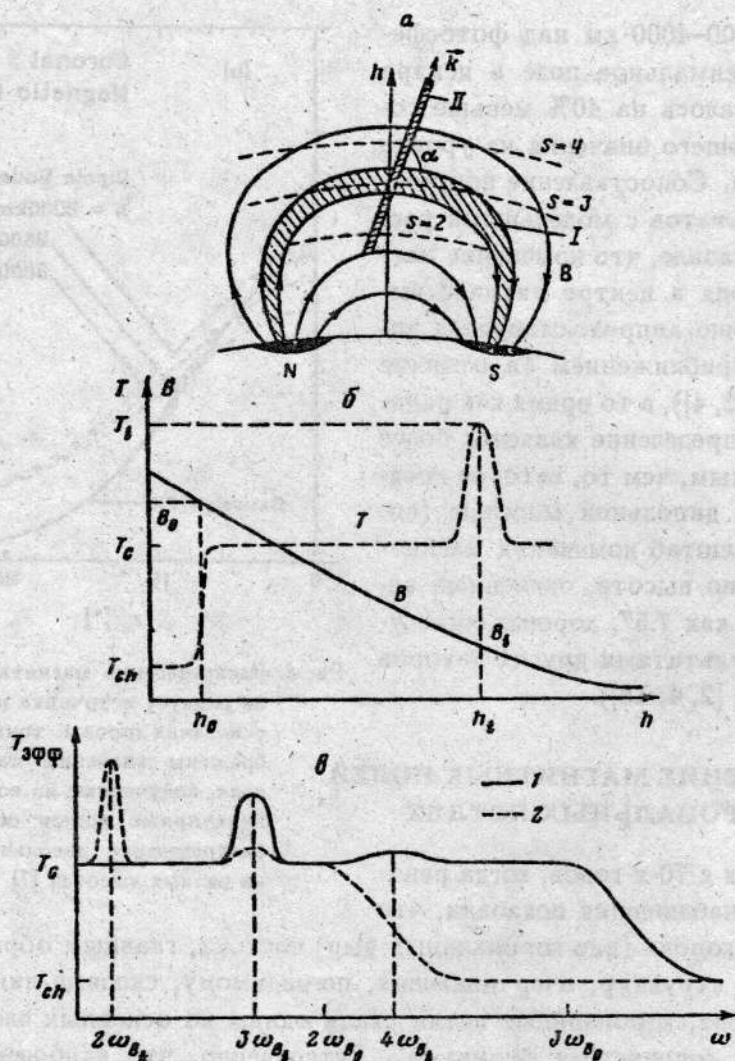


Рис.5. Модель горячей корональной петли: а — силовые линии магнитного поля с горячим волокном (I) и сечением антенной диаграммой (II); гирорезонансные уровни  $s = 2, 3, 4$  (пунктир); б — изменение магнитного поля и температуры с высотой ( $B_t$  — магнитное поле на уровне  $h_t$  горячей петли); в — частотный спектр излучения (1 — необыкновенная волна, 2 — обыкновенная волна) [23].

полем, то ожидаемый частотный спектр наблюдаемого радиоизлучения, изображенный на рис.5,6, представляет собой суперпозицию обычного спектра  $s$ -компонента (см. рис.1) и узкополосных деталей в виде так называемых циклотронных линий на частотах, кратных  $f_{B_t}$  — гирочастоте но оси горячей петли на высоте  $h_t$  [5, 23]. При этом циклотронная линия на второй гармонике содержит только излучение обыкновенного типа (она полностью поляризована), а в четвертой гармонике преобла-



дают необыкновенные волны. Третья гармоника поляризована частично, с преобладанием необыкновенного излучения, если ее оптическая толщина  $\tau_3^e \leq 1$ , и неполяризована, если для волн обоих типов — обыкновенного и необыкновенного — излучающий слой оптически толстый:  $\tau_3^{o,e} > 1$ .

Если геометрический размер оптически толстого гирорезонансного слоя, ответственного за излучение на частоте соответствующей гармоники, существенно меньше поперечных размеров горячего волокна (и характерного масштаба неоднородности температуры), то яркостная температура на частоте  $f$  будет равна кинетической температуре плазмы  $T$  на той высоте  $h_s$ , для которой  $f_B = f/s$ . Поэтому ожидаемый частотный спектр (рис. 5б) может представлять собой повторение (в определенном масштабе) высотной зависимости  $T(h)$ , изображенной на рис. 5, а, в виде сравнительно узкополосных линий. Частота этих деталей непосредственно связана с магнитным полем, а ширина линий определяется неоднородностью магнитного поля в волокне вдоль луча зрения.

Таким образом, если бы была получена полная информация о спектре и поляризации радиоизлучения корональной петли, восстановление распределения магнитного поля и кинетической температуры по сечению петли не представляло бы особых проблем. При этом точность определения магнитного поля определялась бы расстоянием между соседними частотными каналами. К сожалению, до настоящего времени циклотронные линии в солнечном радиоизлучении не зарегистрированы достаточно надежно. Данные [26–27], претендующие на обнаружение линии на частоте  $f \approx 1650$  МГц и допускающие практически однозначную интерпретацию (как излучение оптически толстой третьей гармоники в магнитном поле  $B \approx 200$  Гс), не подтвердились.

Заметим, что, согласно [5, 23], циклотронные линии в спектре радиоизлучения активной области не свидетельствуют однозначно о присутствии корональной петли на луче зрения: структура подобного типа возникает также в источниках, содержащих нейтральные токовые слои, или области, где магнитное поле достигает максимального значения. Однако, как показал анализ, детальный характер тонкой структуры спектра и поляризации для каждого из рассмотренных в [5, 23] вариантов распределений магнитного поля и температуры различен. Это позволяет вести вполне надежную диагностику магнитного поля в источниках, отличающихся по своим свойствам от стандартного источника  $z$ -компонента.

Подчеркнем еще раз, что для исследования тонкой структуры спектра и определения магнитного поля в неоднородных образованиях солнечной короны необходимы одновременные спектральные и поляризационные измерения в широком интервале частот с достаточной разрешающей способностью. Кроме того, уверенное обнаружение узкополосных деталей, свидетельствующих о вероятном присутствии корональной петли на луче

орения, возможно только при использовании антенны высокой направленности — с шириной антенной диаграммы, меньшей размеров солнечного пятна или расстояния между пятнами в группе. В противном случае, как иллюстрирует рис. 5а, в интегральном излучении области циклотронные линии могут быть размыты, и частотный спектр приобретет сглаженный характер.

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В КОРОНЕ НАД ОБЛАСТЬЮ ВСПЫШКИ

Источником информации о магнитных полях в солнечной короне могут быть так называемые всплески III типа (быстро дрейфующие всплески), регистрируемые в диапазоне метровых волн [12]. Эти всплески генерируются потоками электронов, ускоренных в области вспышки и двигающихся в короне вдоль открытых силовых линий магнитного поля. Электроны возбуждают плазменные волны на локальной плазменной частоте, которая уменьшается по мере движения электронов во внешние слои короны, что и приводит к отрицательному частотному дрейфу. Указанные всплески часто регистрируются в виде пар, частоты которых относятся, как 1 : 2. Согласно общепринятой точке зрения [12, 13], гармоническая структура обязана своим происхождением трансформации плазменных волн в электромагнитные. При этом основной тон обусловлен рассеянием плазменных волн на ионах или низко-частотных колебаниях, а вторая гармоника возникает в результате слияния двух плазменных волн [28].

В присутствии магнитного поля обе компоненты должны быть поляризованы, и, действительно, круговая поляризация всплесков III типа была зарегистрирована рядом авторов (см., например, [29-30]). Степень поляризации основного тона достигает иногда 70% при типичных значениях 20-30%, а степень поляризации второй гармоники составляет примерно 30% от соответствующего значения для основного тона и, как правило, не превышает 10%. Знак поляризации в большинстве случаев одинаков для обеих составляющих и соответствует обыкновенной волне.

Поляризация основного тона естественно объясняется различными условиями выхода нормальных волн из источника. Границы выхода излучения на частоте  $f$  ограничены уровнями  $f_p^2/f^2 = 1$  для обыкновенной волны и  $f_p^2/f^2 = 1 - f_B/f$  для необыкновенной волны ( $f_p = \sqrt{e^2 N / \pi m}$  — плазменная частота в среде с плотностью электронов  $N$ ), и если расстояние между этими уровнями не слишком мало по сравнению с размерами источника, поляризация выходящего излучения может быть значительной. Ниже не будет обсуждаться метод определения магнитного поля по наблюдениям поляризованного излучения основного тона (см. об этом, например, [31]), поскольку эта операция требует достаточно большого ко-

личества предположений о параметрах источника и свойствах механизма генерации.

Значительно более непосредственный путь извлечения информации о магнитном поле на трассе движения электронов, возбуждающих всплески III типа, состоит в исследовании поляризации второй гармоники. Она возникает в результате комбинационного рассеяния плазменных волн в электромагнитное излучение, и генерация обыкновенных и необыкновенных волн в процессе слияния при наличии магнитного поля может быть различной. Это наиболее естественный способ объяснения поляризации второй гармоники, поскольку показатели преломления обеих мод на удвоенной плазменной частоте близки к единице, и различными условиями распространения и выхода нормальных волн из источника (как это обычно делается для основного тона) трудно объяснить появление поляризованного излучения.

Очевидно, что в присутствии слабого магнитного поля степень поляризации пропорциональна малому параметру — отношению электронной гирочастоты  $f_B$  и плазменной частоты  $f_p$ :

$$\rho \approx \tau \cdot \frac{f_B}{f_p}, \quad (7)$$

и задача теории состоит в определении коэффициента  $\tau$ . Из общих физических соображений невозможно предсказать, какая волна и почему будет генерироваться более эффективно, и каким образом  $\tau$  зависит от характеристик взаимодействующих волн и параметров плазмы. Все это можно узнать только из решения нелинейной задачи о конверсии плазменных волн в

обыкновенные и необыкновенные в магнитоактивной плазме солнечной короны, которая рассматривалась в работах [32–35]. Результаты расчетов [34–35] приведены на рис.6.

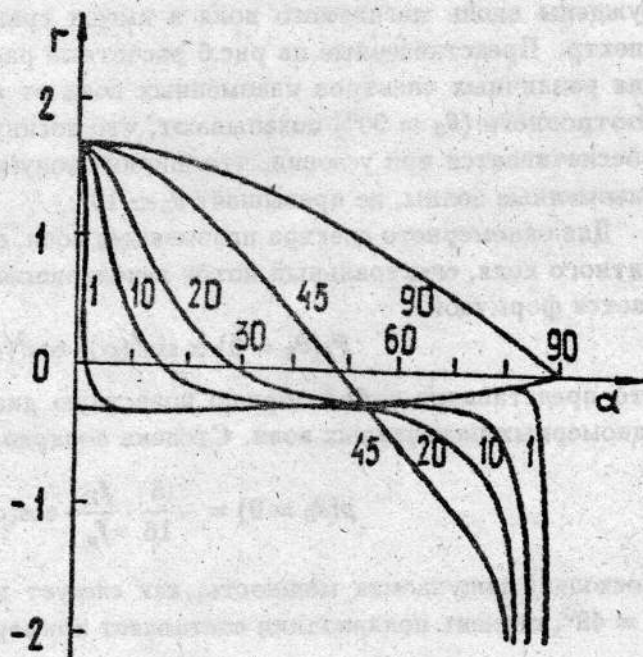


Рис.6. Распределение поляризации второй гармоники во всплесках III типа по гелиографической долготе  $\alpha$  для различных — углов раствора конуса с осью вдоль магнитного поля, в котором возбуждены плазменные волны. Отрицательные значения  $\tau$  соответствуют обыкновенной волне [34].

Предполагается, что плазменные волны возбуждены в конусе с осью вдоль магнитного поля и углом раствора  $\theta_0$ . Фон, на котором происходит рассеяние плазменных волн, полагается изотропным. Если магнитное поле в источнике имеет квазирадиальный характер, то угол  $\alpha$  между направлением распространения волны и магнитным полем совпадает с гелиографической долготой, и рис.6 представляет собой распределение поляризации по гелиографической долготе для различных  $\theta_0$ , отмеченных цифрами. Отрицательный знак поляризации соответствует обыкновенной волне.

Как показали наблюдения [29], вторая гармоника поляризована со знаком обыкновенной волны и распределение по гелиографической долготе описывается косинусоидальным законом. Легко видеть, что наблюдаемые закономерности вполне объяснимы в рамках рассмотренной теории. Для этого достаточно предположить, что плазменные волны возбуждены вдоль магнитного поля и имеют сравнительно узкий угловой спектр. Представленные на рис.6 расчетные распределения поляризации для различных спектров плазменных волн от одномерного ( $\theta_0 = 0$ ) до изотропного ( $\theta_0 = 90^\circ$ ) показывают, что косинусоидальная зависимость обеспечивается при условии, что ширина конуса, в котором возбуждены плазменные волны, не превышает  $\theta_0 \simeq 10^\circ$ .

Для одномерного спектра плазменных волн, возбужденных вдоль магнитного поля, спектральный поток неполяризованного излучения описывается формулой

$$F_f(\theta_0 = 0) \propto \sin^2(\alpha) \cdot \cos^2(\alpha), \quad (8)$$

что представляет собой хорошо известную диаграмму направленности одномерных плазменных волн. Степень поляризации равна

$$\rho(\theta_0 = 0) = -\frac{5}{16} \cdot \frac{f_B}{f_p} \cdot \cos(\alpha). \quad (9)$$

Поскольку излучаемая мощность, как следует из (8), максимальна при  $\alpha = 45^\circ$ , степень поляризации составляет примерно

$$\rho \simeq 0.2(f_B/f_p). \quad (10)$$

Заметим, что способность теории объяснить сразу два независимых экспериментальных факта — знак обыкновенной волны и распределение поляризации по гелиографической долготе — является существенным подтверждением правильности теории происхождения второй гармоники, развитой в приближении слабой турбулентности [28].

Перейдем к оценкам магнитного поля. Используя данные наблюдений [29]  $\rho \sim 0.1$  в диапазоне от 24 МГц до 220 МГц и формулу (10), а также полагая  $f_p \simeq f/2$ , получим, что  $B$  меняется от  $\sim 12$  Гс на высоте плазменного уровня 100 МГц (на высоте примерно  $1.2R_\odot$ ) до  $\sim 1,5$  Гс на

уровне 12 МГц (на высоте около  $2.5R_{\odot}$ ). Отметим, что полученные по данным о второй гармонике значения магнитных полей значительно превышают величины, предписываемые теорией и наблюдениями основного тона [31]. При магнитных полях, приведенных выше, излучение основного тона должно быть сильно поляризованным, в то время как наблюдаемая степень поляризации составляет всего  $\rho \sim -0.3$ . Очевидно, что источник расхождения надо искать в теории происхождения либо основного тона, либо второй гармонике. Поскольку, однако, теория второй гармонике сумела объяснить два независимых наблюдательных факта, причина расхождения кроется скорее в режиме и особенностях генерации основного тона, а не второй гармонике.

### 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение перечислим еще несколько компонент солнечного радиоизлучения и эффектов в корональной плазме, позволяющих (менее надежно, чем рассмотренные выше) оценить магнитное поле по наблюдаемым радио характеристикам:

1. зebra-структура в составе всплесков IV типа [36], для которой расстояние между полосами повышенного излучения на динамическом спектре дает оценку нижней границы магнитного поля в источнике ловушечного типа [37], а также линии поглощения во всплесках III типа, определяющие нижнюю границу магнитного поля в источнике с открытыми силовыми линиями [38];
2. слабо поляризованное тепловое тормозное излучение, несущее информацию о небольших магнитных полях в источниках повышенного микроволнового излучения [3, 39];
3. эффект линейного взаимодействия обыкновенных и необыкновенных волн в поперечном и нулевом магнитном поле [12, 13], объясняющий некоторые поляризационные особенности  $z$ -компонента, солнечных микроволновых всплесков и шумовых бурь и позволяющий судить о величине и конфигурации магнитного поля на трассе распространения радиоволн в солнечной короне и гелиосферном токовом слое [40-43].

Автор выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 93-02-3008) и Южно-европейской обсерватории (грант № А-01-042) за поддержку данной работы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Dulk G.A. and McLean D.J. //Solar Phys. 1978. V.57. P.279.

2. Akhmedov Sh.B., Gelfreigh G.B., Bogod V.M. and Korzhavin A.N. //Solar Phys. 1982. V.79. P.41.
3. Гельфрейх Г.Б. //УФН. 1982. Т.137. С.529.
4. Akhmedov Sh.B., Gelfreigh G.B., Fürstenberg F., Hildebrandt J. and Krüger A. //Solar Phys. 1983. V.88. P.103.
5. Zheleznyakov V.V. and Zlotnik E.Ya. — In: Radio Physics of the Sun. IAU Symp.No.86. /Edited by Kundu M.R. and Gergely T.E. — Dordrecht: Reidel, 1980. P.87.
6. Alissandrakis C.E., Kundu M.R. and Lantos P. //Astron. Astrophys. 1980. V.82. P.30.
7. Lee J.W., Hurford G.J., Gary D.E. //Preprints BBSO #0346-0347. 1992.; //Solar Phys. 1993. V.44. Pp.15, 349.
8. Klein K.-L. — In: Méthodes de détermination des champs magnétiques solaires et stellaires /Edited by Faurobert-Scholl M., Frisch H. and Mein N. — Paris Obs. Publications, 1992. P.113.
9. Железняков В.В. //Астрон.ж. 1962. Т.39. С.5.
10. Железняков В.В. //Астрон.ж. 1963. Т.40. С.829.
11. Какимата Т. and Swarup G. //Astrophys. J. 1962. V.136. P.975.
12. Железняков В.В. Радиополучение Солнца и планет. — М.: Наука, 1964.
13. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. — М.: Наука, 1976.
14. Злотник Е.Я. //Астрон. ж. 1968. Т.45. С.310, 585.
15. Lantos P. //Ann. Astroph. 1968. V.31. P.105.
16. Пикельнер С.Б., Лившиц М.А., Обридко В.Н. //Астрон. ж. 1966. Т.43. С.1135.
17. Гельфрейх Г.Б., Лубышев Б.И. //Астрон. ж. 1979. Т.56. С.562.
18. Krüger A., Hildebrandt J., Bogod V.M., Korzhavin A.N., Akhmedov Sh.B. and Gelfreigh G.B. //Solar Phys. 1986. V.105. P.111.
19. Gary D.E. and Hurford G.J. //Astrophys. J. 1987. V.317. P.522.
20. Strong K.T., Alissandrakis C.E. and Kundu M.R. //Astrophys. J. 1984. V.277. P.865.
21. Krüger A., Hildebrandt J. and Fürstenberg F. //Astron. Astrophys. 1985. V.143. P.72.
22. White S.M., Kundu M.R. and Gopalswamy N. //Astrophys. J. 1991. V.366. P.L43.
23. Железняков В.В. и Злотник Е.Я. //Астрон. журн. 1980. Т.57. С.778.
24. Железняков В.В. и Злотник Е.Я. //Письма в АЖ. 1988. Т.14. С.461.
25. Zheleznyakov V.V., Zlotnik E.Ya. //Solar Phys. 1989. V.121. P.449.
26. Willson R.F. //Astrophys. J. 1985. V.298. P.911.
27. Lang K.R., Willson R.F., Smith K.L., Strong K.T. //Astrophys. J. 1987. V.322. P.1044.
28. Железняков В.В. и Зайцев В.В. //Астрон. ж. 1970. Т.47. С.60, 308.

29. Сузуки С. и Шеридан К. //Изв.вузов. Радиофизика. 1977. Т.20. С.1432.
30. Suzuki S., Dulk G.A. and Sheridan K. — In: Radio Physics of the Sun. IAU Symp.No.86 /Edited by Kundu M.R. and Gergely T.E. — Dordrecht: Reidel, 1980. P.315.
31. Фомичев В.В., Черток И.М. //Астрон.ж. 1968. Т.45. С.837.
32. Melrose D.B. and Sy W.N. //Austral. J. Phys. 1972. V.25. P.387.
33. Melrose D.B., Dulk G.A. and Smerd. //Astron. Astrophys. 1978. V.66. P.315.
34. Zlotnik E.Ya. //Astron. Astrophys. 1981. V.101. P.250.
35. Zlotnik E.Ya. //Phys. Solariterr. 1981. V.15. P.5.
36. Slottje C. //Solar Phys. 1972. V.25. P.210.
37. Zheleznyakov V.V. and Zlotnik E.Ya. //Solar Phys. 1975. V.44. P.461.
38. Zheleznyakov V.V. and Zlotnik E.Ya. //Solar Phys. 1975. V.20. P.85.
39. Bogod V.M. and Gelfreigh G.B. //Solar Phys. 1980. V.67. P.29.
40. Железняков В.В., Злотник Е.Я. //Известия вузов. Радиофизика. 1977. Т.20. С.1444.
41. Gelfreikh G.B., Peterova N.G., Ryabov B.I. //Solar Phys. 1987. V.108. P.89.
42. Железняков В.В., Злотник Е.Я. //Письма в АЖ. 1988. Т.14. С.175.
43. Gopalswamy N., Zheleznyakov V.V., White S., Kundu M. //Solar Phys. 1994. In press.

Институт прикладной физики  
РАН,  
г. Нижний Новгород

Поступила в редакцию  
5 июня 1994 г.

#### SPECIFYING OF MAGNETIC FIELDS IN THE SOLAR CORONA BY RADIO EMISSIONS

*E. Ya. Zlotnik*

Some ways of identifying magnetic fields in the solar corona using observed properties of solar radio emissions are discussed. The examples are given for measuring magnetic field in the active region atmosphere (in transitional from the chromosphere to the corona layer) basing on spectral observations of microwave radiation from local sources associated with sunspots. Possible ways of determining magnetic field in hot coronal loops in a case of recording cyclotron lines in solar microwave radiation are considered. It is shown that polarization of the second harmonic in Type III bursts testifies to magnetic field on the track of electrons accelerated in the flare region and moving outwards.