

УДК 523.98

ТЕПЛОВОЕ ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ГОРЯЧИХ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ И ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ ИСТОЧНИКОВ СОЛНЕЧНОГО МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ. I. ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА

© 2007 г. Е. Я. Злотник^{1*}, Т. И. Кальтман², О. А. Шейнер³

¹Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Пулково

³ФГНУ Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород

Поступила в редакцию 18.04.2006 г.

Обсуждается возможный вклад теплового циклотронного излучения горячих корональных магнитных петель в наблюдаемые характеристики микроволнового излучения, исходящего из активных областей на Солнце. В рамках простейшей трехмерной модели петли в виде горячего тора проведены расчеты ожидаемых особенностей частотной и поляризационной структуры источников микроволнового излучения, связанных с солнечными пятнами и содержащих корональные петли. В первой части работы приведены результаты модельных расчетов двумерных распределений яркостных температур на разных длинах волн для обыкновенной и необыкновенной мод, а также зависимости яркостных температур от длины волны. Выяснено влияние на эти характеристики размера петли, электронной концентрации и положения источника на диске. Численные расчеты распределений и спектров яркостных температур подтвердили известное предположение о том, что при определенных условиях спектр излучения горячего волокна может содержать циклотронные линии, а знак поляризации излучения может меняться по диапазону. Полученные в данной статье результаты являются основой для расчетов интегральных характеристик излучения (потока от всего источника и поляризации), результаты которых вместе с обсуждением модели будут приведены во второй части работы.

Ключевые слова: активные области на Солнце, корональные магнитные петли, тепловое циклотронное радиоизлучение.

THERMAL CYCLOTRON EMISSION FROM HOT CORONAL LOOPS AND PECULIARITIES OF THE POLARIZATION STRUCTURE OF SOLAR MICROWAVE EMISSION SOURCES: BRIGHTNESS TEMPERATURE, by E. Ya. Zlotnik, T. I. Kaltman, and O. A. Sheiner. We discuss the possible contribution of the thermal cyclotron emission from hot coronal magnetic loops to the observed characteristics of the microwave emission from solar active regions. Based on the simplest three-dimensional model of a loop in the form of a hot torus, we have calculated the expected peculiarities of the frequency and polarization structures of microwave emission sources associated with sunspots and containing coronal loops. Our model calculations of the two-dimensional brightness temperature distributions at various wavelengths for ordinary and extraordinary modes and the wavelength dependences of the brightness temperatures are presented in the first part of the paper. The loop size, the electron density, and the source position on the disk have been found to affect these characteristics. Our numerical calculations of the brightness temperature distributions and spectra have confirmed the well-known assumption that under certain conditions, the spectrum of a hot filament can contain cyclotron lines and the sign of the polarization can change over the wavelength range. The results obtained here refer to the brightness temperature along the line of sight that crosses the photosphere at a point with given coordinates, i.e., these are the emission characteristics at a fixed point of the source. Integrated characteristics (the flux from the entire source and its polarization) and a discussion of the hot loop model are given in Zlotnik et al. (2006).

PACS numbers : 96.60.P-; 96.60.pf; 96.60.Tf

Key words: solar active regions, coronal magnetic loops, thermal cyclotron radio emission.

* Электронный адрес: zlot@appl.sci-nnov.ru

ВВЕДЕНИЕ

Исследование радиоизлучения корональных магнитных петель представляет интерес с нескольких точек зрения. Во-первых, корональные петли являются одним из основных структурных элементов атмосферы активных областей на Солнце и играют важную роль в процессах, приводящих, в частности, к солнечным вспышкам (Брэй и др., 1991; Прист, 1982; Бенц и др., 1998; Шривер и др., 1999; Степанов, 2004). Во-вторых, изучение корональных петель, состоящих из горячей (по сравнению с окружающей средой) плазмы, недоступно традиционным оптическим методам, и информация о физических условиях в них извлекается, в основном, из результатов внеатмосферных наблюдений в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах. В то же время горячие корональные петли должны быть заметным источником радиоизлучения в микроволновом диапазоне волн. Это излучение накладывается на хорошо изученное излучение атмосферы над солнечными пятнами в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн — так называемую медленно меняющуюся или s -компоненту солнечного радиоизлучения (Железняков, 1964). Исследование специфических спектрально-поляризационных особенностей микроволнового излучения корональных магнитных петель представляет собой доступный путь восстановления физических условий в корональных магнитных петлях.

В настоящее время считается твердо установленным, что микроволновое излучение локальных источников, связанных с магнитными полями солнечных пятен, обязано своим происхождением, главным образом, циклотронному механизму излучения тепловых электронов (Железняков, 1964, 1997; Злотник, 1968а,б). При этом в рамках стандартной модели атмосферы над пятном, когда магнитное поле и электронная концентрация уменьшаются с высотой, а кинетическая температура растет от хромосферных до корональных значений, тепловое циклотронное излучение электронов вполне хорошо объясняет основные наблюдаемые характеристики типичных источников сантиметрового и дециметрового излучения, связанных с пятнами, например, немонотонный ход частотного спектра, преимущественную поляризацию со знаком необыкновенной волны, распределение радиояркостности в виде кольца или подковы (Гельфрейх, Лубышев, 1979; Алиссандракис, Кунду, 1982; Лэнг, Уилсон, 1982; Злотник, 1996; Злотник и др., 1998). Однако наблюдения активных областей на сантиметровых и дециметровых волнах, выполненные в последние годы с высоким пространственным и частотным разрешением, обнаружили такие свойства радиоисточников, которые трудно

объяснить в рамках стандартной модели источника s -компоненты. К их числу можно отнести, например, существование гало с немонотонным частотным спектром — широкого бесструктурного образования, наблюдаемого в сантиметровом и дециметровом диапазонах волн и не связанного непосредственно с пятном (Гельфрейх, 1995, 1998), наличие узкополосных деталей на фоне плавного частотного спектра (Уилсон, 1985; Лэнг, Уилсон, 1987; Богод и др., 2000), а также изменение знака поляризации по диапазону (Алиссандракис и др., 1999; Вурлидас и др., 1997). Как показали предварительные расчеты (Вурлидас и др., 1997; Железняков, Злотник, 1980, 1988, 1989; Шейнер, Злотник, 1994; Злотник, 1999; Кальтман и др., 1998, 2005), указанные особенности во многих случаях могут быть объяснены вкладом корональных магнитных петель в наблюдаемое радиоизлучение.

В работах Шейнер, Злотник (1994), Злотник (1999) были представлены результаты расчетов, выполненных для горизонтального участка магнитной петли, расположенного в ее вершине. Из них следовало, что спектр излучения (зависимость яркостной температуры и степени поляризации от частоты) может содержать узкополосные детали типа циклотронных линий, причем поляризация может менять знак по диапазону. Кроме того, в отличие от стандартных источников циклотронного излучения из атмосферы над пятнами, в которых основной вклад в излучение дают вторая и третья гармоники электронной гирочастоты, спектр излучения из области, содержащей корональные петли, может существенно расширяться за счет того, что заметным может оказаться излучение на более высоких гармониках. Указанные особенности свидетельствуют о том, что исследование вклада горячей петли в тепловое циклотронное излучение активных областей заслуживает более тщательного изучения.

Для этой цели в настоящей работе проведены модельные расчеты ожидаемых спектрально-поляризационных характеристик теплового циклотронного излучения корональной магнитной петли. В качестве простейшего приближения выбрана модель горячего тора. Отметим, что мы не ставим перед собой цель сконструировать модель физически реальной петли, которая обеспечила бы наблюдаемые характеристики конкретного радиоисточника. Мы рассматриваем только принципиальную возможность объяснить некоторые нестандартные свойства наблюдаемого микроволнового излучения активных областей.

В первой части работы проведены расчеты двумерных распределений яркостной температуры по петле на ряде длин волн при разных значениях электронной концентрации и положений петли на

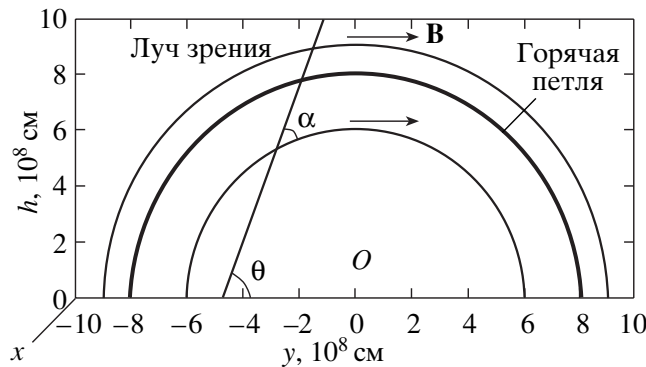


Рис. 1. Модель горячей петли: силовые линии магнитного поля \mathbf{B} и ось тора (толстая линия), в котором повышена температура; θ — угол между лучом зрения и проекцией петли на фотосферу (экватором); α — угол между лучом зрения и магнитным полем. Цифры по осям координат приведены для малой петли.

диске. Кроме того, в фиксированной точке источника, определяемой пересечением выбранного луча зрения с фотосферой, построены частотные спектры (в терминах яркостных температур) для обыкновенного и необыкновенного излучения. Во второй части работы (статья Злотник и др., 2007), цитируемой ниже как статья II, обсуждаются интегральные характеристики микроволнового излучения горячих корональных петель и возможности интерпретации нестандартных источников микроволнового излучения из активных областей.

МОДЕЛЬ ГОРЯЧЕГО ТОРА

Как правило, корональные петли соединяют магнитные поля противоположной полярности. Магнитное поле обычно аппроксимируют полем горизонтального диполя или двух противоположно направленных вертикальных диполей, погруженных под фотосферу. Однако для численного моделирования мы выбрали упрощенную форму магнитного поля (аналогично Бросиус, Холман, 1988) с силовыми линиями в виде полуокружностей. В этом случае расчеты и их результаты более прозрачны, а основное свойство конфигурации — биполярность — остается в силе. Поэтому можно ожидать, что интересующий нас вклад излучения петли в излучение активной области в упрощенной модели не будет значительно отличаться от реальной биполярной конфигурации. В статье II мы обсудим недостатки модели более подробно.

Итак, магнитное поле активной области задается полем бесконечного тока, текущего вдоль оси x (рис. 1), и в полуплоскости yh силовые линии представляют собой полуокружности (h — высота над фотосферой). Магнитное поле не меняется вдоль x

и в плоскости yh уменьшается с удалением от точки O по закону

$$B = \frac{B_0 R_0}{R}, \quad R = \sqrt{y^2 + h^2}, \quad (1)$$

где R_0 — радиус петли (расстояние от точки O до оси петли), B_0 — магнитное поле на оси петли (тора). Форма силовых линий магнитного поля совпадает с линиями равного магнитного поля, определяющими гирорезонансные уровни $f = sf_B$ (f — частота волны, $f_B = eB/2\pi mc$ — электронная гирочастота, e и m — заряд и масса электрона), в которых генерируется циклотронное излучение заданной частоты f . При расчетах рассматриваются петли двух размеров: малая петля с радиусом $R_0 = 8 \times 10^8$ см и полутолщиной $a = 10^8$ см и большая петля с радиусом $R_0 = 5 \times 10^9$ см и полутолщиной $a = 5 \times 10^8$ см. Магнитное поле на оси петель полагается равным $B_0 = 300$ Гс. Такое значение выбрано для того, чтобы обеспечить вклад циклотронного излучения петли на второй-четвертой гармониках в диапазоне 8–20 см¹.

Температура петли предполагается повышенной в торе с осью вдоль силовой линии магнитного поля. Распределение кинетической температуры задается следующим образом:

$$T = T_0 + (T_h - T_0) \exp(-\rho^2/a^2). \quad (2)$$

¹Очевидно, что интерполяция магнитного поля до фотосферных высот в модели (1) не имеет физического смысла, и распределение магнитного поля по поверхности фотосферы не совпадает с характерным двугорбым распределением интенсивности магнитного поля в биполярной группе. Однако в наших расчетах основные характеристики циклотронного излучения определяются магнитными полями на достаточно больших высотах, где аппроксимация (1) является вполне удовлетворительной.

Здесь T_0 определяет фоновую температуру атмосферы:

$$T_0(h) = \begin{cases} T_{\text{ch}}, & h < h_{\text{ch}}, \\ \frac{T_{\text{c}}(h - h_{\text{ch}}) + T_{\text{ch}}(h_{\text{c}} - h)}{h_{\text{c}} - h_{\text{ch}}}, & h_{\text{ch}} \leq h \leq h_{\text{c}}, \\ T_{\text{c}}, & h > h_{\text{c}}, \end{cases} \quad (3)$$

где $h_{\text{ch}} = 2.0 \times 10^8$ см и $h_{\text{c}} = 3.0 \times 10^8$ см представляют собой условные границы хромосферы и короны, между которыми температура нарастает от хромосферных значений $T_{\text{ch}} = 10^4$ К до корональных температур $T_{\text{c}} = 10^6$ К². Второе слагаемое в (2) определяет саму петлю с температурой, повышенной в торе радиуса a , осью которого является силовая линия магнитного поля (T_{h} - максимальная температура на оси петли). Именно этот член и определяет само существование горячей петли в наших расчетах. Расстояние ρ от оси петли до текущей точки с координатами $\{x, y, h\}$ следующим образом выражается через текущие координаты x и y :

$$\rho = \sqrt{x^2 + \left(R_0 - \sqrt{y^2 + h^2}\right)^2}. \quad (4)$$

Температура на оси петли выбрана равной $T_{\text{h}} = 4 \times 10^6$ К. Такая температура, с одной стороны, достаточно высока, чтобы обеспечить контраст с фоновой корональной температурой $T_{\text{c}} = 10^6$ К, чтобы вклад излучения петли был заметен. С другой стороны, указанная температура достаточно низка, чтобы можно было пренебречь релятивизмом электронов и остаться в рамках стандартного слаборелятивистского приближения для расчетов теплового циклотронного излучения нагретой плазмы.

Изменение электронной концентрации с высотой принято соответствующим барометрическому закону (Прист, 1982):

$$N = N_0 \exp(-h/\Lambda), \quad (5)$$

где характерный масштаб на высотах $h < R_{\odot}$ ($R_{\odot} = 7 \times 10^{10}$ см — радиус Солнца) составляет

$$\Lambda \simeq 5 \times 10^3 T_{\text{c}} = 5 \times 10^9 \text{ см} \quad (6)$$

(при $T_{\text{c}} = 10^6$ К), а значения N_0 при расчетах меняются в пределах $10^8 - 5 \times 10^{10}$ см⁻³. Эти цифры выбраны таким образом, чтобы на уровне петли

²Конкретный характер изменения температуры в переходной от хромосферы к короне области, определяющий вид частотного спектра циклотронного излучения источника в коротковолновой части сантиметрового диапазона, не существенен для наших целей.

концентрация электронов обеспечивала выполнение неравенства $v = f_p^2/f^2 \ll 1$ ($f_p = \sqrt{e^2 N/\pi m}$ — плазменная частота). В этом случае можно пренебречь, во-первых, рефракцией электромагнитных волн в неоднородной короне, поскольку показатель преломления близок к единице, и, во-вторых, вкладом тормозного механизма в суммарное излучение активной области³. Принятые значения N_0 значительно отличаются от реальной электронной концентрации на уровне фотосферы при $h = 0$. Однако хромосферные слои и корона на низких высотах не дают заметного вклада в циклотронное излучение в той части спектра, где может стать заметным дополнительное излучение петли, поэтому мы пользуемся законом (5), вытекающим из условия гидростатического равновесия, который справедлив на корональных высотах.

Отметим, что в нашем рассмотрении концентрация внутри петли не отличается от концентрации в окружающей короне. Единственным параметром, выделяющим петлю, является повышенная температура. Естественно, что при этом не выполняется равенство давлений газа в петле и окружающей среде. Однако равенство газовых давлений не является необходимым условием существования петли, поскольку давление магнитного поля $B^2/8\pi$ значительно превышает газовое давление NkT , и очевидно, что сама конфигурация петли поддерживается магнитным полем.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ТЕПЛООВОГО ЦИКЛОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ГОРЯЧЕЙ КОРОНАЛЬНОЙ ПЕТЛИ

Распределения яркостной температуры

Тепловое циклотронное излучение рассчитывается по хорошо известным формулам Железнякова (1964, 1997) для коэффициентов поглощения, оптических толщин гирорезонансных слоев и яркостных температур. Следует заметить, что для петель, рассматриваемых в данной работе, градиенты параметров корональной плазмы в петле и

³Тормозное излучение корональных петель рассмотрено, например, в работах Бросиус, Холман (1988), Богод и др. (2000), Злотник, 1999 (в том числе, с учетом рефракции).

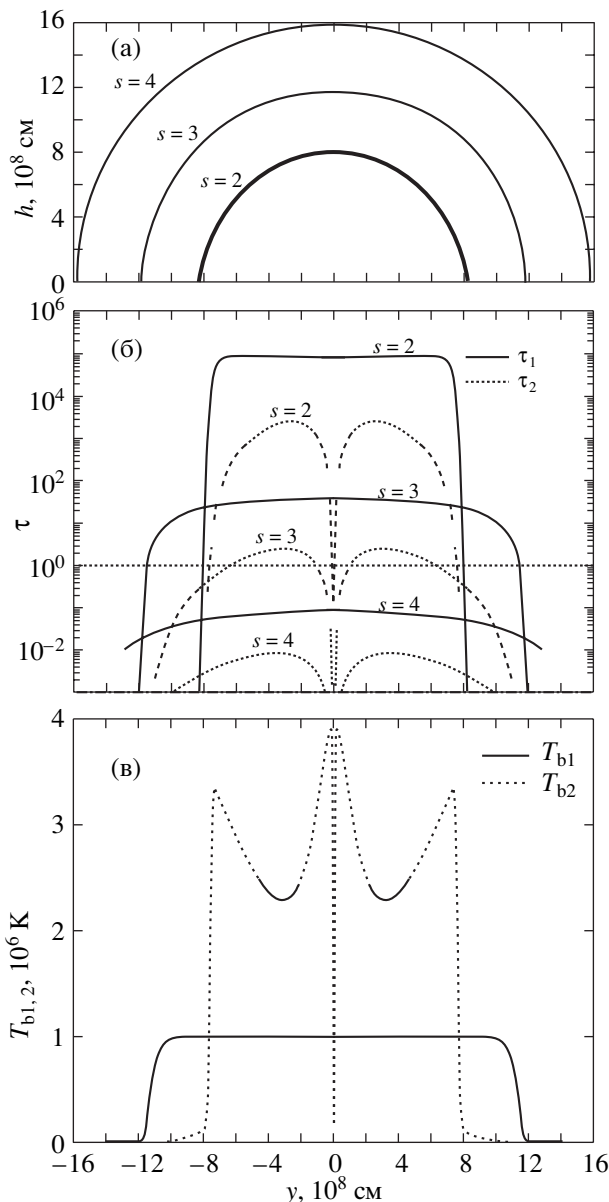


Рис. 2. Распределение яркостной температуры по оси малой ($R_0 = 8 \times 10^8$ см) петли на волне $\lambda = 17.6$ см при $\theta = 90^\circ$, $x = 0$, $N_0 = 10^9$ см $^{-3}$: (а) — относительное расположение петли (толстая линия) и гирорезонансных уровней (тонкие линии) $s = 2-4$ вдоль петли; (б) — распределение оптической толщины по петле для необыкновенной (τ_1) и обыкновенной (τ_2) волн; (в) — распределение яркостных температур необыкновенного (T_{b1}) и обыкновенного (T_{b2}) излучения по оси петли.

ее окрестности не являются достаточно малыми для того, чтобы можно было пользоваться упрощенными формулами для оптической толщины, полученными при линейной интерполяции зависимости параметров плазмы от координаты вдоль луча зрения (Злотник, 1999). Все приведенные ниже численные расчеты оптических толщин гирорезонансных слоев и яркостных температур проделаны

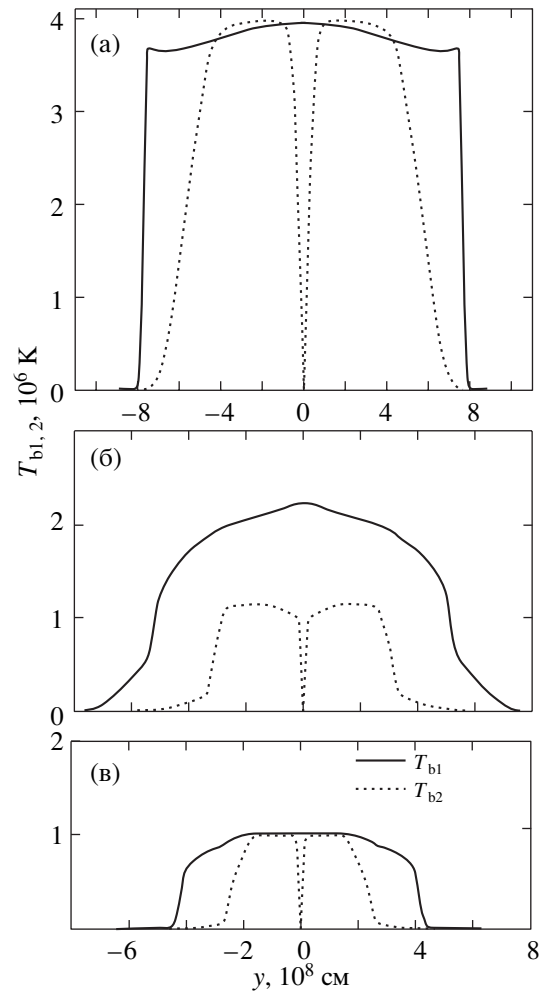


Рис. 3. То же, что на рис. 2в, на волнах: (а) — $\lambda = 12.0$ см; (б) — $\lambda = 8.8$ см; (в) — $\lambda = 7.5$ см.

при корректном интегрировании коэффициента гирорезонансного поглощения вдоль луча зрения.

На рис. 2–3 приведены рассчитанные распределения яркостных температур вдоль оси малой петли на четырех характерных длинах волн. Предполагается, что петля расположена в центре солнечного диска с осью, вытянутой вдоль экватора, т.е. луч зрения проходит параллельно оси h ($\theta = 90^\circ$, см. рис. 1). В корональной плазме с температурой $T = (1-2) \times 10^6$ К основной вклад в тепловое циклотронное излучение дают гирорезонансные уровни с номерами $s = 2-3$. Однако в более горячей петле при достаточно высокой электронной концентрации может стать заметным излучение на более высоких гармониках. Поэтому расчеты проведены с учетом гармоник $s = 4-5$ ⁴.

Для того чтобы характер распределений и изменение его с частотой были понятны, на рис. 2а де-

⁴Уровень $s = 5$ на рис. 2 не показан, поскольку он вносит вклад в излучение только при исключительных значениях параметров (см. ниже рис. 11г).

монстрируется относительное расположение горячей корональной петли и гирорезонансных уровней, а на рис. 2б — распределение оптических толщин гирорезонансных слоев, соответствующих гармоникам $s = 2-4$, вдоль петли на длине волны $\lambda = 17.6$ см. Для указанной волны горячая петля совпадает с гирорезонансным уровнем $s = 2$ (рис. 2а), а слои $s = 3-4$, которые могут внести заметный вклад в излучение, расположены в короне выше горячей петли. Из рис. 2б следует, что слой $s = 2$ является оптически толстым для обеих нормальных мод, и, следовательно, из него исходит излучение с яркостной температурой $T_b = 4 \times 10^6$ К, равной кинетической температуре горячей петли (о провале яркостной температуры в профиле обычного излучения см. ниже). Однако в расположенной выше более прохладной короне уровень $s = 3$ также является оптически толстым для необыкновенной волны, поэтому необыкновенное излучение, падающее на этот слой снизу, полностью в нем поглощается, и результирующее излучение выходит с яркостной температурой короны 10^6 К (сплошная линия на рис. 2в). В то же время значительно меньшие значения оптической толщины слоя $s = 3$ в обычном излучении (рис. 2б) приводят к тому, что на значительной части слоя $s = 3$ это излучение лишь незначительно ослабляется. Обыкновенное излучение имеет яркостную температуру $T_b \simeq (3-4) \times 10^6$ К и преобладает над необыкновенным в центральной части петли.

Провал в профиле яркостной температуры обычного излучения в центре петли связан с тем, что при $|y| \rightarrow 0$ луч зрения проходит перпендикулярно к магнитному полю. Для необыкновенной волны никаких особенностей в зависимости коэффициента циклотронного поглощения и, соответственно, оптической толщины от угла α между магнитным полем и направлением распространения волны при $\alpha \rightarrow \pi/2$ не существует, в то время как для обыкновенной волны оптическая толщина уменьшается по закону $\tau_s \propto \cos^2 \alpha$, и, следовательно, яркостная температура падает⁵. Спадание яркостной температуры на краях источника обусловлено опусканием гирорезонансных слоев в более холодные слои атмосферы. При этом большие значения τ_1 по сравнению с τ_2 (см. рис. 2б) обеспечивают больший размер источника

⁵По существу, при $\alpha \rightarrow \pi/2$ необходимо учитывать релятивизм электронов, и в этом смысле формулы, по которым проводились расчеты, несправедливы. Однако при параметрах, выбранных для расчетов, релятивизм играет роль в таких крайне узких интервалах углов вокруг поперечного распространения (более узких, чем интервал, в котором происходит спадание яркостной температуры обыкновенной волны), что не заслуживает рассмотрения с точки зрения сравнения рассчитанных характеристик с наблюдаемыми.

необыкновенного излучения, чем обыкновенного (рис. 2б), и на краях источника, в отличие от его центральной части, знак поляризации соответствует необыкновенной волне.

С уменьшением длины волны гирорезонансные уровни опускаются в более глубокие слои короны. Так, слой $s = 2$ оказывается ниже горячей петли. На длине волны $\lambda = 12.0$ см (рис. 3а) на уровне горячей петли расположен слой $s = 3$. Из расчетов следует, что он является оптически толстым для обеих нормальных мод, поэтому яркостная температура на большей части петли составляет примерно $T_b \simeq 4 \times 10^6$ К и в обычном, и в необыкновенном излучении. В то же время поглощение в расположенном выше слое $s = 4$ незначительно, поэтому излучение третьей гармоники из петли практически беспрепятственно проходит через корону. Однако именно разницей в поглощении волн в слое $s = 4$ объясняется небольшое преобладание обычного излучения в средней части петли при $y = \pm(2-4) \times 10^8$ см. Поляризация излучения мала везде, кроме центра петли и периферии, где преобладает необыкновенная волна.

С дальнейшим уменьшением длины волны гирорезонансные уровни опускаются в еще более глубокие слои атмосферы, и на волне $\lambda = 8.8$ см на уровне горячей петли располагается гармоника $s = 4$ (рис. 3б). Этот слой прозрачен для обычного излучения, поэтому из короны выходит излучение оптически толстого слоя $s = 2$ с яркостной температурой $T_b = 10^6$ К, равной кинетической температуре короны вне петли (оптическая толщина слоя $s = 3$ в короне с кинетической температурой $T = 10^6$ К также мала). Однако оптическая толщина слоя $s = 4$ в необыкновенном излучении достигает значений, близких к единице, поэтому вклад горячей петли в эту моду становится заметным: яркостная температура достигает 2×10^6 К. Поляризация на всем протяжении источника соответствует необыкновенной волне.

Наконец, рис. 3в, построенный для длины волны $\lambda = 7.5$ см, соответствует расположению эффективно излучающих гармоник электронной гирочастоты ниже горячей петли. Вклад циклотронного излучения корональной петли в излучение на этой частоте пренебрежимо мал. В этом случае мы имеем дело с типичным источником, когда вторая гармоника является оптически толстой для обеих нормальных мод электромагнитного излучения — обыкновенной и необыкновенной, а на третьей гармонике оптическая толщина превышает единицу только в необыкновенном излучении. Таким образом, в соответствии с хорошо известным фактом в теории s -компоненты, из источника со стандартными условиями обыкновенная волна исходит преимущественно из слоя $s = 2$, а необыкновенная —

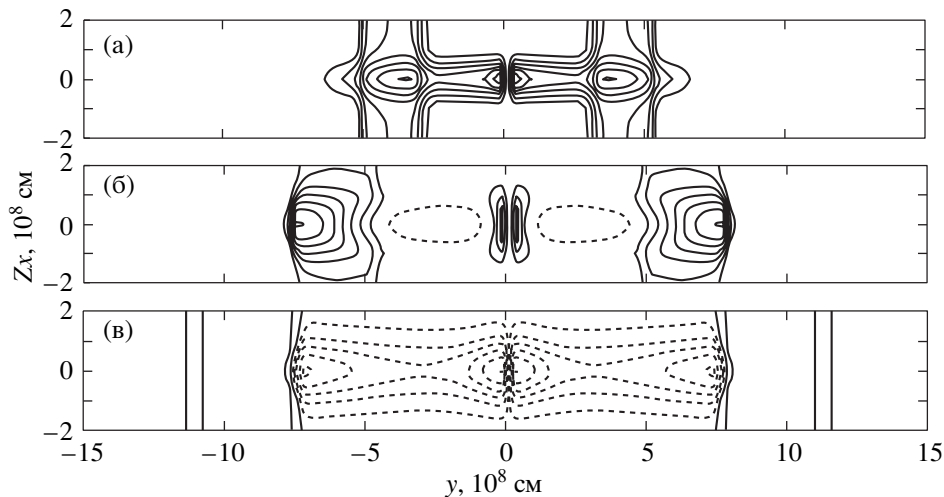


Рис. 4. Распределение параметра $V_T = T_{b1} - T_{b2}$ (разности яркостных температур необыкновенного и обыкновенного излучений) по площади источника, связанного с малой петлей при $N_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$: приведены линии равных значений параметра V_T на плоскости xy для следующих длин волн: (а) — 8.8; (б) — 12.0 и (в) — 17.6 см. Сплошные и пунктирные линии относятся к положительным и отрицательным значениям разности V_T . Показаны следующие уровни разности V_T , начиная от периферии петли к центру, симметрично относительно точки $y = 0$: (а) — от $0.2 \times 10^6 \text{ К}$ до $1.6 \times 10^6 \text{ К}$ с шагом $0.2 \times 10^6 \text{ К}$; (б) — от $-0.5 \times 10^6 \text{ К}$ до $3.5 \times 10^6 \text{ К}$ с шагом $0.5 \times 10^6 \text{ К}$; (в) — от $-2.7 \times 10^6 \text{ К}$ до $0.8 \times 10^6 \text{ К}$ с шагом $0.5 \times 10^6 \text{ К}$.

из слоя $s = 3$. Обе гармоники $s = 2, 3$ расположены в плазме с температурой $T = 10^6 \text{ К}$, поэтому яркостная температура на оптически толстых участках также равна 10^6 К . Очевидно, что излучение (в терминах яркостных температур) слабее поляризовано в центральной части источника и полностью поляризовано со знаком необыкновенной волны на периферии петли, где необыкновенное излучение преобладает благодаря большему размеру слоя $s = 3$.

Отметим, что при стандартных условиях в атмосфере, когда температура нарастает, а магнитное поле и концентрация уменьшаются с высотой, поляризация излучения всегда соответствует необыкновенной волне. Преобладание обыкновенного излучения возможно только в случае, если на луче зрения встречается участок с отрицательным градиентом температуры (Злотник, 2001; Кальтман и др., 2005). В нашей модели преимущественное излучение необыкновенной волны на волне $\lambda = 17.6 \text{ см}$ сменяется преобладанием обыкновенного излучения на более коротких волнах, и, таким образом, происходит инверсия знака поляризации по диапазону.

Для иллюстрации поляризационной структуры источника, связанного с горячей петлей, а также для демонстрации характера распределения радиояркости в направлении x , перпендикулярном оси тора, для малой петли на рис. 4 приведены линии равных значений параметра $V_T = T_{b1} - T_{b2}$ на плоскости координат xy для трех характерных длин волн 8.8, 12.0, 17.6 см. Уровни, параллельные оси x

на периферии петли, отражают характер магнитного поля в рассматриваемой модели: магнитное поле не зависит от x , поэтому в тех областях, которые свободны от вклада горячей петли, яркостные температуры также не зависят от x . Очевидно, что с удалением от оси петли и с уменьшением кинетической температуры яркостная температура излучения также спадает до корональных значений. При этом изменение поляризации с длиной волны (преобладание необыкновенного излучения на коротких волнах и обыкновенного излучения на более длинных волнах) сохраняет такой же характер, как и на оси петли (при $x = 0$). Это обстоятельство обеспечивает существование эффекта инверсии поляризации по диапазону и в потоке излучения всей петли, который пропорционален интегралу от яркостных температур по площадке, обозначенной на рис. 4 (см. статью II).

Соотношение оптических толщин разных гирорезонансных слоев меняется с изменением концентрации электронов. Для демонстрации такого эффекта на рис. 5–7 на трех длинах волн, для которых построены рис. 2–3, приведены распределения радиояркости вдоль малой петли при концентрациях $N_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$ (рис. 5а–7а), $N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5б–7б) и $N_0 = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис. 5в–7в). Оптическая толщина гирорезонансных слоев пропорциональна концентрации N . Поэтому, например, на волне 12.0 см (где при концентрации $N_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ яркостная температура составляет $T_b = 4 \times 10^6 \text{ К}$ для обеих нормальных волн, см. рис. 3в) оптическая толщина четвертой гармоники

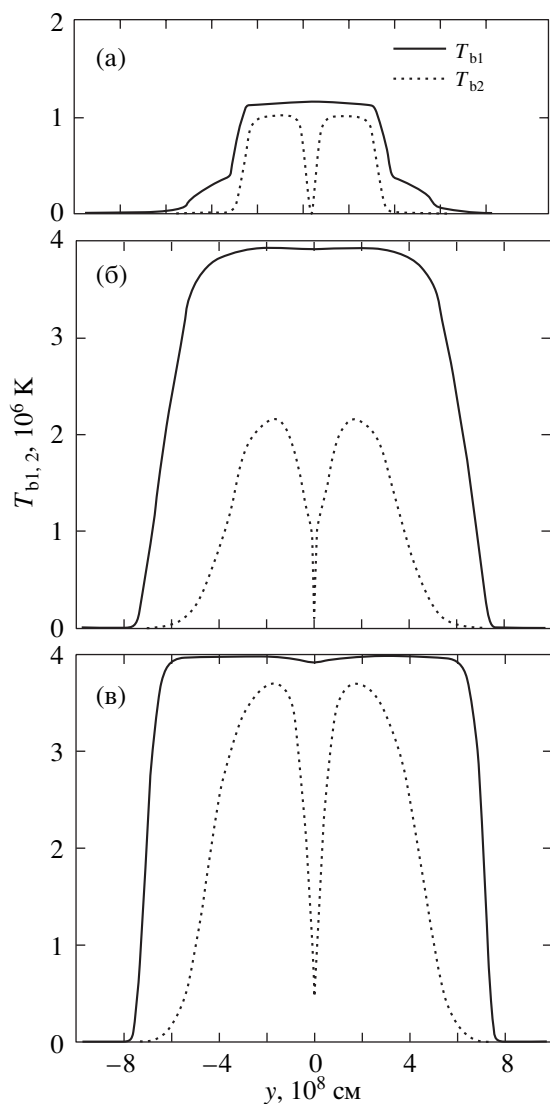


Рис. 5. Распределения яркостных температур по оси малой петли на длине волны $\lambda = 8.8$ см при (а) — $N_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$; (б) — $N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; (в) — $N_0 = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

для необыкновенной волны в корональной плазме повысится до значений, близких к единице, и поглощение в слое $s = 4$, расположенном выше петли, станет заметным для необыкновенного излучения. Поэтому на указанной волне будет преобладать обыкновенное излучение горячей петли, не испытывающее поглощения в расположенной выше короне, и, в отличие от случая меньшей концентрации, поляризация будет соответствовать обыкновенной волне (рис. 6б,в).

Характер профилей яркости на волне $\lambda = 17.6$ см, приведенных на рис. 7, также становится понятным, если учесть сдвиг вниз или вверх кривых для оптических толщин на рис. 2. Слой $s = 2$, расположенный в горячей петле, является оптически толстым для обеих нормальных мод,

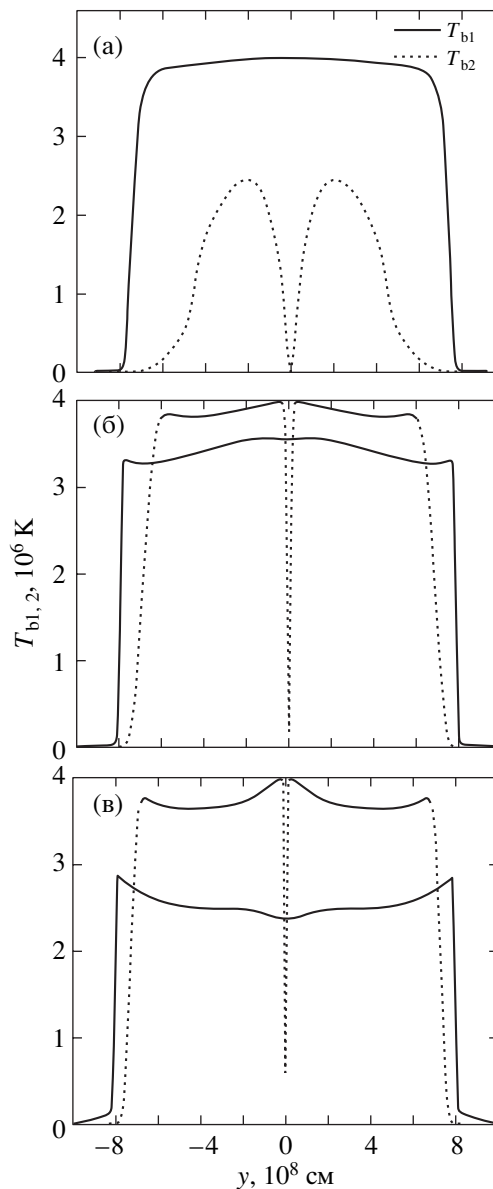


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но на длине волны $\lambda = 12.0$ см.

однако, его излучение поглощается в слое $s = 3$, расположенном выше в короне. При этом уменьшение оптической толщины третьей гармоники в обыкновенном излучении при $\alpha \rightarrow \pi/2$ приводит к прозрачности этого слоя, и в центре петли “просвечивает” горячий слой $s = 2$ ⁶. Подъемы яркостной температуры на краях петли также обусловлены уменьшением оптической толщины

⁶Необходимо отметить, что в самой малой окрестности точки $y = 0$, где волна распространяется поперек магнитного поля и оптическая толщина для обыкновенной волны стремится к нулю, яркостная температура обыкновенного излучения также стремится к нулю. Поэтому в самом центре профилей на рис. 7 есть узкий минимум, который невозможно изобразить в масштабе рисунка (на рис. 7б он изображен только линией).

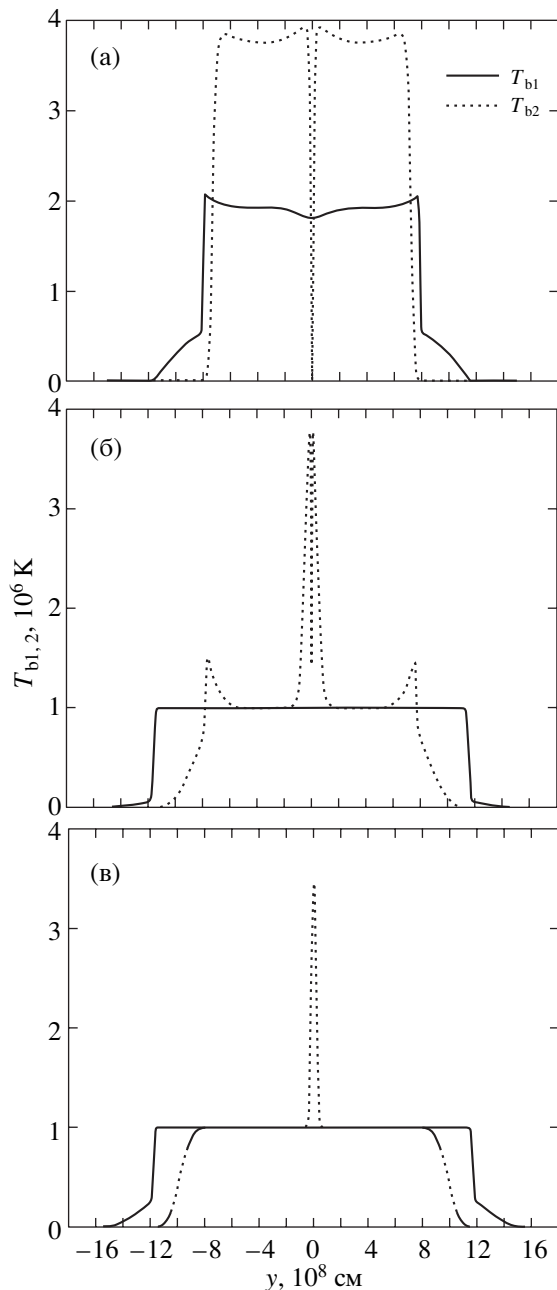


Рис. 7. То же, что на рис. 5, но на длине волны $\lambda = 17.6$ см.

слоя $s = 3$ при увеличении y (см. рис. 2). Отметим, что поскольку оптическая толщина падает с ростом номера гармоники (при прочих равных условиях), то область прозрачности слоя $s = 3$, через которую проникает излучение петли, шире, чем область, где оптическая толщина становится малой для самого слоя $s = 2$. Поэтому на рис. 7 внутри подъема яркостной температуры в центре существует еще и провал.

До сих пор мы рассматривали примеры распределений радиояркости по петле, расположенной

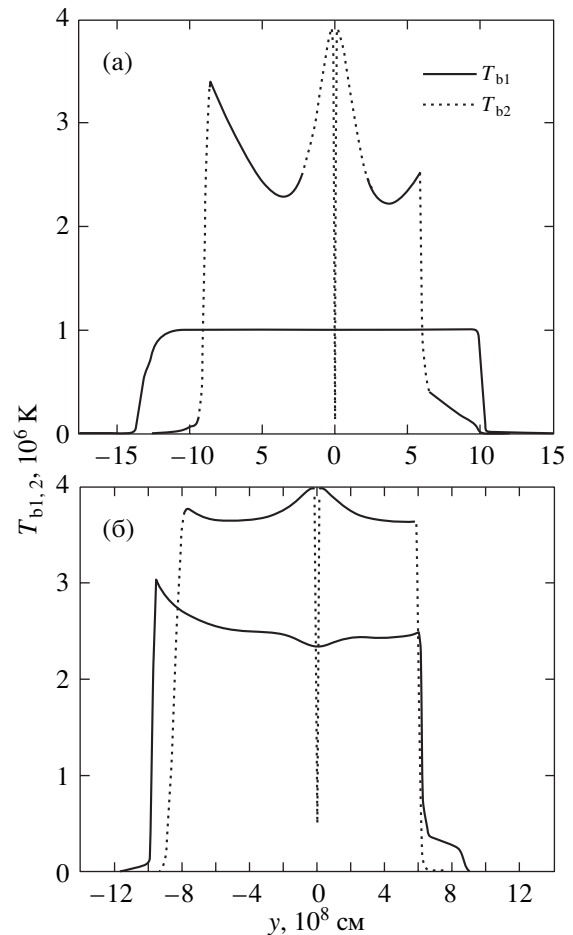


Рис. 8. Профили яркостной температуры излучения малой петли, смещенной на гелиографическую долготу $\theta = 60^\circ$, для следующих параметров: (а) — $\lambda = 17.6$ см, $N = 10^9$ см $^{-3}$ (ср. с рис. 2в); (б) — $\lambda = 12.0$ см, $N = 5 \times 10^{10}$ см $^{-3}$ (ср. с рис. 6б).

в центре солнечного диска, что соответствовало углу падения волн на петлю $\theta = 90^\circ$ (см. рис. 1). Изменение вида профилей при перемещении петли по гелиографической долготе, т.е. при изменении угла падения θ , проиллюстрировано на рис. 8–9 для гелиографических долгот $\theta = 60^\circ$ и $\theta = 30^\circ$. Сохранение провала в распределении обыкновенного излучения в центре петли легко объяснимо, если учесть, что петля имеет форму окружности: при этом луч, перпендикулярный петле, всегда проходит через точку $y = 0$. Увеличение асимметрии источника относительно точки $y = 0$ также вполне понятно из рассмотрения геометрии задачи. Отметим, что в приведенных примерах знак поляризации (преобладание обыкновенной волны) сохраняется при изменении гелиографической долготы. Более подробно зависимость характеристик излучения от угла θ будет изучена в статье II.

Выше обсуждались профили яркостной темпе-

ратуры циклотронного излучения корональной петли, которую мы называем малой ($R_0 = 8 \times 10^8$ см, $a = 10^8$ см). В модели большой петли ($R_0 = 5 \times 10^9$ см, $a = 5 \times 10^8$ см) магнитное поле на уровне петли принято равным $B = 300$ Гс, т.е. таким же, как и для малой петли. При этом относительное расположение излучающих гирорезонансных слоев будет таким же, как и в случае малой петли. Соответственно, профили яркостной температуры будут иметь вид, аналогичный приведенным на рис. 2в–3, 5–9 с соответствующим увеличением масштабов. При этом соотношение яркостных температур для обыкновенного и необыкновенного излучений не меняется. Основное отличие от случая малой петли состоит в том, что благодаря увеличению геометрической толщины гирорезонансных слоев увеличивается и их оптическая толщина, поэтому возрастает роль более высоких гармоник, которые для малой петли были оптически тонкими. В частности, в излучении толстой петли может стать заметным вклад четвертой и даже пятой гармоник. Однако мы не приводим здесь профили радиояркости для большой петли, поскольку они не отличаются значительно от случая малой петли. Различия будут исследованы при обсуждении частотной зависимости яркостной температуры от длины волны, а также интегральных характеристик излучения петель (см. статью II).

Спектр яркостной температуры

Перейдем теперь к описанию частотной зависимости яркостной температуры излучения горячей корональной петли. Для примера мы приводим спектр яркостной температуры в точке источника $x = 0, y = 3$ для малой петли (рис. 10). Штрихпунктирными линиями показана зависимость $T_b(\lambda)$ при отсутствии петли. Здесь различие в яркостных температурах обыкновенного и необыкновенного излучения заметно только на коротких волнах, причем верхняя линия соответствует необыкновенной волне. На волнах длиннее 8 см яркостная температура в обоих модах равна кинетической температуре, окружающей петлю короны $T_c = 10^6$ К.

Характерный вид частотного спектра излучения горячей петли в виде набора так называемых циклотронных линий был предсказан довольно давно (Железняков, Злотник, 1980). В литературе описано несколько случаев регистрации сравнительно узкополосной детали спектра на антеннах с достаточно высоким пространственным разрешением — на VLA (Лэнг, Уилсон, 1982, 1987; Уилсон, 1985) и на РАТАН-600 (Богод и др., 2000), которые, наиболее вероятно, объясняются вкладом горячей корональной петли в циклотронное излучение активной области (Железняков, Злотник, 1988, 1989; Богод и др., 2000). Как видно из рис. 10, модельные

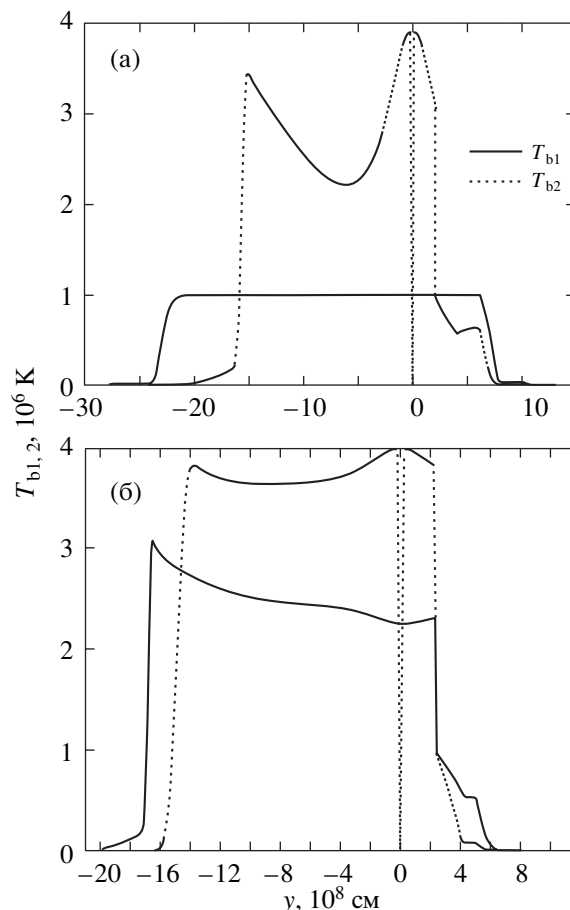


Рис. 9. То же, что на рис. 8, но при $\theta = 30^\circ$ (ср. с рис. 2в и 6б).

расчеты подтверждают качественные представления о частотном спектре в виде набора циклотронных гармоник. Напомним, что длины волн $\lambda = 8.8, 12.0, 17.6$ см соответствуют гармоникам $s = 4, 3, 2$, расположенным в горячей петле.

Поясним спектры, представленные на рис. 10, более подробно. При концентрации $N_0 = 10^8$ см $^{-3}$ (рис. 10а) обыкновенное и необыкновенное излучение имеют повышенную яркостную температуру на гармониках $s = 2-3$. Вторая гармоника является оптически толстой для обеих нормальных волн, и на волнах в окрестности $\lambda = 17.6$ см из петли выходит излучение с одинаковой для обеих мод яркостной температурой, равной кинетической температуре в петле $T_h = 4 \times 10^6$ К. Однако далее луч зрения пересекает слой $s = 3$, расположенный для указанной длины волны в более прохладной короне. Этот слой, оптически тонкий в обыкновенном излучении и имеющий заметную оптическую толщину в необыкновенном излучении, не влияет на первое и заметно ослабляет второе. Поэтому результирующее излучение поляризовано со знаком обыкновенной волны на второй гармонике. Что

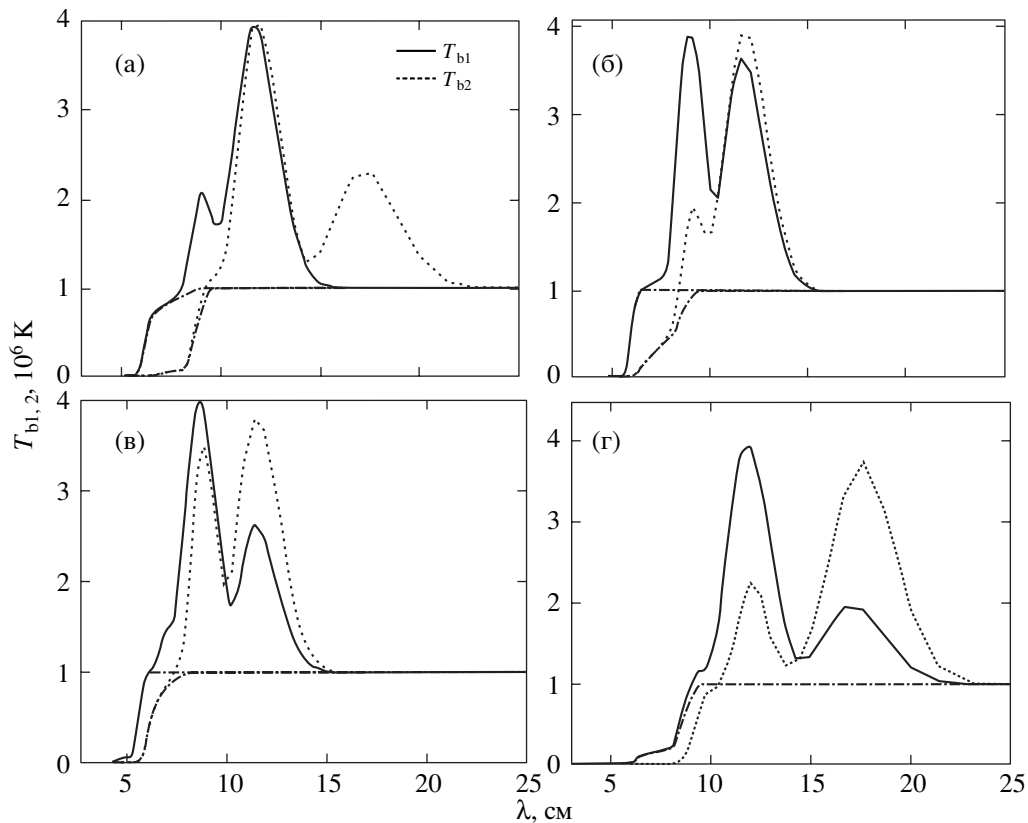


Рис. 10. Зависимость яркостной температуры излучения малой петли вдоль луча зрения, пересекающего фотосферу в точке $x = 0$, $y = 3$, от длины волны при $\theta = 90^\circ$ и концентрациях (а) — $N_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$; (б) — $N_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$; (в) — $N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$; (г) — $N_0 = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

касается излучения на длине волны $\lambda = 12.0 \text{ см}$, соответствующей третьей гармонике на оси петли, то оно по понятным соображениям выходит из петли с преобладанием необыкновенной волны и не искажается в оптически тонких слоях, расположенных выше в короне.

При большей концентрации $N_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ (рис. 10б) обыкновенное излучение повышено на гармониках $s = 2, 3$, а необыкновенное — на гармониках $s = 3, 4$. Излучение поляризовано со знаком обыкновенной волны на второй гармонике, не поляризовано на третьей и соответствует необыкновенной волне на четвертой гармонике. При еще большем увеличении концентрации картина меняется: при $N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис. 10в) поглощение на уровне $s = 3$ в расположенной выше короне увеличивается, поэтому излучение на второй гармонике вообще не присутствует в спектре. В то же время оптическая толщина слоя $s = 4$, расположенного в петле, возрастает настолько, что яркостная температура необыкновенного излучения достигает кинетической температуры горячей петли $T_h = 4 \times 10^6 \text{ К}$. При этом третья гармоника по-прежнему не поляризована, а четвертая поляризована со знаком необыкновенной волны.

При возрастании концентрации до значений $N_0 = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (рис. 10г) необыкновенное излучение на гармонике $s = 3$ поглощается в короне в слое $s = 4$, поэтому яркостная температура необыкновенного излучения падает, в то время как обыкновенное излучение на волне $\lambda = 12.0 \text{ см}$, соответствующей третьей гармонике на уровне петли, беспрепятственно проходит через корону. В то же время четвертая гармоника является оптически толстой в петле для обеих мод, и при отсутствии поглощения на гармонике $s = 5$, расположенной выше в короне, излучение на волне $\lambda = 8.8 \text{ см}$ имеет яркостную температуру около $4 \times 10^6 \text{ К}$ и практически нулевую поляризацию.

Отметим, что инверсия поляризации при относительно низкой концентрации плазмы в петле происходит на границе между второй и третьей гармониками электронной гирочастоты, соответствующей магнитному полю в петле (для принятого магнитного поля $\lambda \simeq 15 \text{ см}$), а в более плотной плазме — на границе между третьей и четвертой гармониками ($\lambda \simeq 10 \text{ см}$).

Обсудим теперь характеристики излучения большой петли с параметрами, указанными в

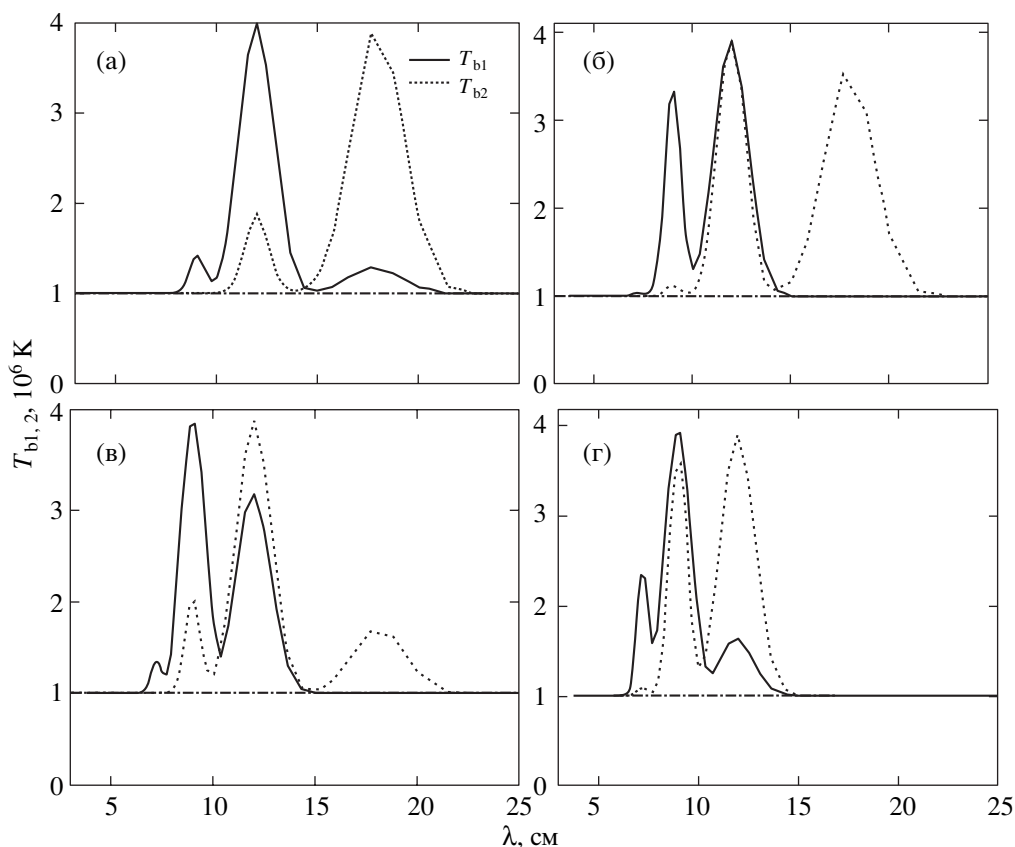


Рис. 11. То же, что на рис. 10, но для большой петли.

предыдущем разделе. Как уже указывалось, основное отличие от случая малой петли состоит в том, что вместе с геометрическими размерами увеличивается оптическая толщина гирорезонансных слоев, расположенных близко к петле, поэтому роли разных гармоник меняются, и, например, может стать заметным вклад гармоник $s = 4, 5$. Это очевидно из рис. 11, представляющего зависимость яркостной температуры от длины волны в точке петли $x = 0, y = 3$.

При сравнительно низкой концентрации ($N_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$, рис. 11а) в спектре яркостной температуры обыкновенного и необыкновенного излучения содержатся две гармоники ($s = 2-3$) и три гармоники ($s = 2-4$) соответственно. При этом в результирующем спектре вторая гармоника на волне $\lambda = 17.6 \text{ см}$ поляризована со знаком обыкновенной волны (аналогично малой петле, рис. 10), а на волнах $\lambda = 8.8 \text{ см}$ и $\lambda = 12.0 \text{ см}$, соответствующих гармоникам $s = 4$ и $s = 3$, соответственно, преобладает необыкновенная волна.

При большей концентрации ($N_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, рис. 11б) спектр состоит из трех деталей: второй гармоники, поляризованной со знаком обыкновенной волны, неполяризованной третьей гармоники

и четвертой, поляризованной со знаком необыкновенной волны. Инверсия знака поляризации, как и в менее плотной плазме при $N_0 = 10^8 \text{ см}^{-3}$, происходит на границе между второй и третьей гармониками на волне $\lambda \approx 15 \text{ см}$. При дальнейшем увеличении концентрации ($N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, рис. 11в) необыкновенное (и частично обыкновенное) излучение второй гармоники, выходящей из петли, поглощается в расположенном выше слое $s = 3$, третья гармоника слабо поляризована со знаком обыкновенной волны; кроме того, в этом случае присутствует довольно яркая гармоника $s = 4$ с преобладающим излучением необыкновенной волны. Более того, на коротких волнах становится заметным излучение гармоники $s = 5$ ($\lambda = 7.0 \text{ см}$). Таким образом, при концентрации $N_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ спектр содержит четыре циклотронные линии. При еще большей концентрации ($N_0 = 5 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$, рис. 11г) вторая гармоника исчезает, но гармоника $s = 5$ в необыкновенном излучении становится еще более значимой, спектр содержит три линии $s = 3, 4, 5$, и знак поляризации меняется между третьей и четвертой гармониками.

Для иллюстрации изменения вида частотного спектра при движении источника по диску на рис. 12 представлена зависимость яркостной

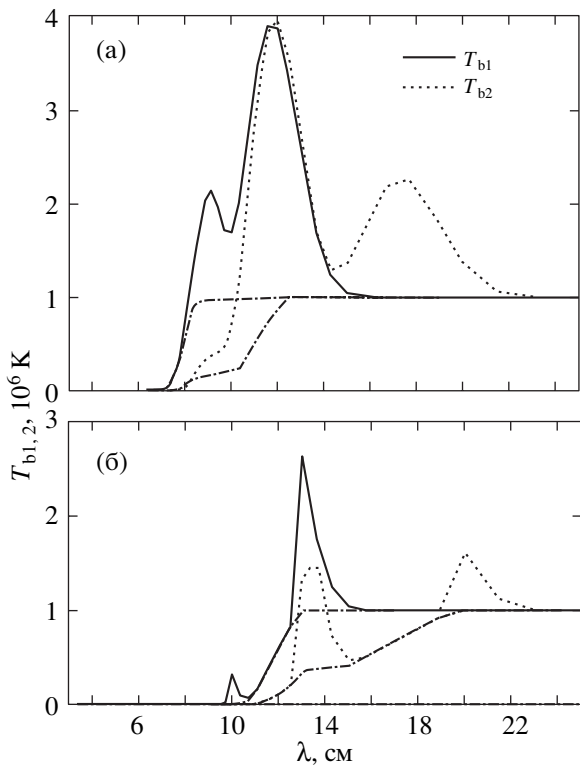


Рис. 12. То же, что на рис. 10б, но при $\theta = 60^\circ$ (а), $\theta = 30^\circ$ (б).

температуры излучения малой петли (при $N_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$) от длины волны для угла падения $\theta = 60^\circ$ (а) и $\theta = 30^\circ$ (б). Из этих рисунков (а также из более подробного анализа изменения характеристик в зависимости от угла падения θ , который здесь не приводится) следует, что основные свойства частотного спектра излучения корональных петель — наличие циклотронных линий и инверсия поляризации по диапазону — сохраняются при изменении гелиографической долготы, однако эффекты являются менее выраженными.

ДИСКУССИЯ

В данной статье излучение корональной магнитной петли в рамках модели горячего тора рассмотрено в терминах яркостных температур T_b . В результате расчетов теплового циклотронного излучения получены двумерные распределения яркостных температур для обыкновенной и необыкновенной волн по проекции тора на фотосферу, зависимость вида распределений от электронной концентрации плазмы в петле и окружающей короне от размера петли, от ее положения на диске (сдвига вдоль экватора по гелиографической долготе). Проведенные расчеты показали, что циклотронное излучение даже в самой элементарной

модели, такой, как тор, имеет довольно сложные спектрально-поляризационные характеристики, богатые деталями. В частности, модельные расчеты подтвердили возможность присутствия циклотронных линий в спектре излучения горячей петли, появляющихся на частотах, равных гармоникам электронной гирочастоты, соответствующей магнитному полю в петле. Кроме того, расчеты подтвердили возможность смены знака круговой поляризации излучения на некоторых частотах в сантиметровом-дециметровом диапазонах волн.

Оба эти эффекта обсуждались в литературе и ранее на основании приближенных вычислений (Кальтман и др., 1998, 2005; Шейнер, Злотник, 1994; Вурлидас и др., 1997; Железняков, Злотник, 1980, 1988, 1989; Богод и др., 2000; Злотник, 1999, 2001). Однако сложная структура источника микроволнового излучения, полученная даже в простейшей модели петли, показывает, что на основании приближенной теории часто можно сделать не совсем правильные выводы. В частности, для получения спектра недостаточно считать, как это обычно принято, что необыкновенное излучение генерируется в оптически толстом слое $s = 3$, а обыкновенное — в слое $s = 2$; спектр излучения достаточно нагретой и плотной плазмы, которая присутствует в петле, может содержать четвертую и пятую гармоники электронной гирочастоты. Кроме того, ожидаемый спектр определяется не только собственным излучением петли, но и, в значительной степени, поглощением и излучением в плазме, лежащей в короне выше петли. Только полный учет всех особенностей циклотронного излучения обеспечивает получение правильных ожидаемых характеристик, которые можно сравнивать с наблюдаемыми.

Надо отметить, однако, что более или менее детальные распределения яркостных температур по активной области можно получить только в наблюдениях на антеннах с высоким пространственным разрешением. Например, VLA позволяет строить карты активных областей в терминах яркостных температур с разрешением в несколько секунд дуги в сантиметровом диапазоне волн, и известны случаи, когда такие наблюдения, объединенные с результатами ультрафиолетовых и рентгеновских исследований, успешно зарегистрировали наличие петли в активной области (см., например, Вурлидас и др., 1997). Но такого разрешения недостаточно, чтобы наблюдать тонкую структуру распределений, например, провал в распределении обыкновенного излучения в центре петли при поперечном распространении волн (рис. 2–9) или немонотонное распределение радиояркости типа представленного на рис. 3б. Тем не менее мы сочли необходимым для полноты картины и для уверенности в правильном компьютерном счете, а также в расчете на будущие

более точные инструменты, привести здесь указанные распределения с тонкой структурой.

Детали полученных распределений радиояркости и спектров показывают, каким образом при наличии полной информации о спектре и поляризации микроволнового излучения источника можно было бы вести диагностику физических условий в корональной петле. Например, если бы в спектре яркостных температур были обнаружены два или более максимума, которые можно было бы интерпретировать, как циклотронные линии, то по соотношению частот максимумов можно было бы однозначно определить магнитное поле в корональной петле. Частота, на которой происходит инверсия поляризации также может быть использована для определения магнитного поля и оценки концентрации плазмы. Из рис. 10–11 следует, что инверсия происходит или между второй и третьей гармониками (т.е. на длине волны между $\lambda_{B_0}/3$ и $\lambda_{B_0}/2$, где $\lambda_{B_0} = 2\pi mc^2/eB_0$, B_0 — магнитное поле в горячей петле), или, в более плотной плазме, между третьей и четвертой гармониками (т.е. на длине волны между $\lambda_{B_0}/4$ и $\lambda_{B_0}/3$). При наличии ограниченной информации о спектре и поляризации микроволнового излучения для восстановления физических условий необходимо привлекать данные наблюдений в других диапазонах волн.

Поскольку разрешающая способность существующих антенн невелика, для сравнения с реально наблюдаемыми источниками необходимо иметь интегральные характеристики, описывающие излучение всей петли или значительной ее части. В этом смысле расчеты, которые приведены в настоящей статье, являются подготовительным этапом для расчетов потоков излучения всей петли в модели горячего тора, которым посвящена статья II.

Авторы выражают благодарность А.Н. Коржавину за полезные замечания.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 04-02-16148-а, 05-02-16252-а, 05-02-16-228-а, 06-02-17357-а, 06-02-90535-БНТС-а) и Программы поддержки научных школ (НШ-1744.2003.2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алиссандракис, Кунду (С.Е. Alissandrakis and M.R. Kundu), *Astrophys. J. Lett.* **253**, L49 (1982).
2. Алиссандракис и др. (С. Alissandrakis, N. Gizani, V. Bogod, et al.), *The 9th European Meeting on Solar Physics* (Ed. A. Wilson, ESA SP-448, 1999), p. 1225.
3. Бенц и др. (A. Benz, J. Conway, and M. Güdel), *Astron. Astrophys.* **331**, 596 (1998).
4. Богод В.М., Гараимов В.И., Железняков В.В., Злотник Е.Я., *Астрон. журн.* **77**, 1 (2000).
5. Бросиус, Холман (J. Brosius and G. Holman), *Astrophys. J.* **327**, 417 (1987).
6. Брэй и др. (R.J. Bray, L.E. Cram, C.J. Durrant, and R.E. Loughhead), *Plasma Loops in the Solar Corona* (Cambridge Univ. Press, 1991).
7. Вурлидас и др. (A. Vourlidas, T.S. Bastian, and M.J. Aschwanden), *Astrophys. J.* **489**, 403 (1997).
8. Гельфрейх Г.Б., *Изв. РАН, сер. физ.* **59**, 90 (1995).
9. Гельфрейх (G.V. Gelfreikh), *ASP Conf. Ser.* **155**, 110 (1998).
10. Гельфрейх Г.Б., Лубышев Б.И., *Астрон. журн.* **56**, 562 (1979).
11. Железняков В.В., *Радиоизлучение Солнца и планет* (М.: Наука, 1964).
12. Железняков В.В., *Излучение в астрофизической плазме* (М.: Янус-К, 1997).
13. Железняков В.В., Злотник Е.Я., *Астрон. журн.* **57**, 778 (1980).
14. Железняков В.В., Злотник Е.Я., *Письма в Астрон. журн.* **14**, 461 (1988).
15. Железняков, Злотник (V.V. Zheleznyakov and E.Ya. Zlotnik), *Solar Phys.* **121**, 449 (1989).
16. Злотник Е.Я., *Астрон. журн.* **45**, 310 (1968а).
17. Злотник Е.Я., *Астрон. журн.* **45**, 585 (1968б).
18. Злотник Е.Я., *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **39**, 372 (1996).
19. Злотник (E.Ya. Zlotnik), *The 9th European Meeting on Solar Physics* (Ed. A. Wilson, ESA SP-448, 1999), p. 1239.
20. Злотник Е.Я., *Изв. ВУЗов, Радиофизика* **44** 57 (2001).
21. Злотник Е.Я., Кальтман Т.И., Шейнер О.А., *Письма в Астрон. журн.*, в печати (2007).
22. Злотник и др. (E.Ya. Zlotnik, S.M. White, and M.R. Kundu), *ASP Conf. Ser.* **155**, 135 (1998).
23. Кальтман и др. (T.I. Kaltman, A.N. Korzhavin, N.G. Peterova, et al.), *ASP Conf. Ser.* **155**, 140 (1998).
24. Кальтман Т.И., Коржавин А.Н., Цап Ю.П., *Астрон. журн.* **49**, 747 (2005).
25. Лэнг, Уилсон (K.R. Lang and R.F. Willson), *Astrophys. J. Lett.* **255**, L111 (1982).
26. Лэнг, Уилсон (K.R. Lang and R.F. Wilson), *Astrophys. J.* **322**, 1044 (1987).
27. Прист (E.R. Priest), *Solar Magnetohydrodynamics* (Dordrecht: D. Reidel Publ. Co., 1982).
28. Степанов (A.V. Stepanov), *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. Proc. IAU Symp. 223* (Ed. A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A. G. Kosovichev, Cambridge Univers. Press, 2004), p. 337.
29. Уилсон (R.F. Wilson), *Astrophys. J.* **298**, 911 (1985).
30. Шейнер, Злотник (O.A. Sheiner and E.Ya. Zlotnik), *Space Sci. Rev.* **68**, 225 (1994).
31. Шривер и др. (C.J. Schrijver, A.M. Title, T.E. Berger, et al.), *Solar Phys.* **187**, 261 (1999).