

УДК 523 164 32

## О РОЛИ ЭНЕРГИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ $s$ -КОМПОНЕНТЫ СОЛНЕЧНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Е. Я. Злотник

Показано, что основные характеристики типичных источников  $s$ -компоненты в областях над пятнами нельзя объяснить синхротронным (на высоких гармониках гирочастоты) излучением релятивистских электронов и магнитотормозным (на промежуточных гармониках) излучением «над-тепловых» электронов в активных областях. Отмечается, что экспериментальным данным не противоречит представление о генерации радиоизлучения локальных источников на базе тепловых тормозного и магнитотормозного (на низких гармониках гирочастоты) механизмов.

1. Радиоизлучение локальных источников на Солнце в сантиметровом диапазоне волн (медленно меняющаяся или  $s$ -компонента) интерпретируется обычно как тормозное и магнитотормозное излучение тепловых электронов в активных областях [1-4]. Это представление позволяет объяснить основные характеристики  $s$ -компоненты, твердо установленные из наблюдений: частотный спектр, поляризацию, распределение радиояркости, размеры источников, их расположение на солнечном диске, связь с оптическими характеристиками.

Как следует из теории  $s$ -компоненты [1, 2, 4], магнитотормозной механизм дает основной вклад в радиоизлучение источников, расположенных над пятнами, в диапазоне волн, где частотный спектр имеет характерный ход с максимумом на  $\lambda \sim (4 \div 10)$  см. Тормозное излучение является определяющим в коротковолновой части сантиметрового диапазона и на миллиметровых волнах, а также в дециметровом диапазоне.

В последнее время, однако, в некоторых работах высказывались сомнения относительно правильности этой теории [5-7]. Основную трудность при объяснении  $s$ -компоненты на базе магнитотормозного механизма авторы [5-7] видят в том, что высоты источников, полученные из наблюдений ( $h \sim 0,03 \div 0,04 R_{\odot}$ ), сильно превышают значения  $h$ , требуемые теорией [1, 2, 4]. Небольшие высоты здесь необходимы потому, что тепловое магнитотормозное излучение генерируется в слоях  $\omega = s\omega_H$  ( $s = 2$  и  $3$ ); в сантиметровом диапазоне это соответствует полям  $H \sim 1000$  э, расположенным не выше  $(5 \div 7)$  тыс. км над фотосферой. В то же время, судя по результатам наблюдений [8-10], заметное смещение радиосисточника относительно фотосферных образований при вращении Солнца свидетельствует о том, что радиоизлучение генерируется на высотах, превышающих  $(20 \div 30)$  тыс. км над фотосферой.

Дополнительным аргументом против небольших высот источников является тот факт, что в линии  $H_{\alpha}$ , создаваемой в областях с довольно низкой кинетической температурой  $T$  (меньше температуры ионизации водорода), наблюдается зеемановское расщепление, соответствующее магнитным полям  $H = 1000$  э. Именно такие поля необходимы с точки зрения обсуждаемой теории для объяснения сантиметрового излучения; однако  $T_{эфф}$  последнего достигает значений

~ 10<sup>6</sup>°К. В излучаемой области, очевидно, должны иметь место такие же значения кинетической температуры  $T$ .

Выход из указанных трудностей авторы [5-7] видят в отказе от предложенной Железняковым [1, 2] теории  $s$ -компоненты, основанной на объединенном действии двух тепловых механизмов (тормозного и циклотронного) в пользу представления о генерации этой компоненты «надтепловыми» (с температурой  $T \sim 10^7 \div 10^8$ °К) и релятивистскими электронами.

Цель настоящей заметки — обсудить возможную роль синхротронного излучения релятивистских электронов (на высоких гармониках гирочастоты при  $s \gg 1$ ) и магнитотормозного излучения «надтепловых» электронов (на промежуточных гармониках при  $s > 3$ ).

Прежде всего отметим, что если солнечная атмосфера на малых высотах, где существуют сильные магнитные поля  $H \sim 1000$  э, прогрета до  $T \sim 10^6$ °К, то характер создаваемого теплового излучения будет отвечать наблюдаемому для  $s$ -компоненты. Тогда предположение о существенной роли «надтепловых» и релятивистских электронов в создании  $s$ -компоненты становится излишним. Поэтому будем предполагать, что  $s$ -компонента генерируется (в соответствии с наблюдениями [8-10]) на значительных высотах  $h \sim (0,04 \div 0,05) R_{\odot} = (28 \div 35)$  тыс. км над фотосферой, т. е. в областях с относительно слабым магнитным полем  $H \sim 100$  э (эта оценка получена в модели униполярного пятна с полем 3000 э на уровне фотосферы, создаваемого диполем, погруженным под фотосферу на глубину 15 тыс. км, равную радиусу пятна).

2. Для изучения роли «надтепловых» электронов допустим, что указанная область с  $H \sim 100$  э прогрета до температуры  $(10^7 \div 10^8)$ °К. Как известно [1, 2], оптическая толщина уровня  $s$  (в квазипродольном приближении\*)

$$\tau_{js} \simeq \frac{2\pi^2 e^2}{mc} \frac{L_H}{\omega_H} \frac{(1 \pm \cos^2 \alpha)^2}{\sin^2 \alpha} \frac{N}{\beta_T^2} \frac{(s\beta_T \sin \alpha)^{2s}}{2^s s!}, \quad (1)$$

где  $N$  — концентрация электронов,  $\beta_T = \sqrt{xT/mc^2}$  — отношение тепловой скорости электронов к скорости света,  $\alpha$  — угол между магнитным полем и направлением распространения волны,  $\omega_H = eH/mc$  — гирочастота электронов,  $L_H = [(1/\omega_H) |d\omega_H/dl|]^{-1}$  — характерный размер изменения магнитного поля.

Результаты расчетов  $\tau_{js}$  для необыкновенной волны ( $j = 1$ ) при  $H = 100$  э,  $N = 10^8$  см<sup>-3</sup>,  $\alpha = 30^\circ$ ,  $L_H = 1,5 \cdot 10^9$  см и трех значениях кинетической температуры  $T = 10^6, 10^7, 10^8$ °К ( $\beta_T = 1,3 \cdot 10^{-2}; 4,1 \cdot 10^{-2}; 1,3 \cdot 10^{-1}$ ) приведены в табл. 1. Для обыкновенной волны оптическая толщина  $\tau_{1s}$  будет меньше соответствующих значений табл. 1.

\* Это приближение в рассматриваемых условиях справедливо в широких пределах. При выводе (1) предполагалось также, что толщина резонансных уровней мала ( $L_{js} \ll L_H$ ) и электроны имеют равновесное распределение по скоростям. Первое условие выполняется вплоть до 10<sup>8</sup>°К (при этой температуре  $L_{js}/L_H \sim 3\beta_T = 0,4$ ). Если же распределение электронов по форме немного отличается от максвелловского, то значения  $\tau_{js}$  не изменятся по порядку величины.

Таблица 1  
 $T=10^6\text{°K}$        $T=10^7\text{°K}$        $T=10^8\text{°K}$

$s$	$\tau_{1s}$	$\tau_{1s}$	$\tau_{1s}$	$\lambda$ (см)
2	$1,8 \cdot 10^3$	$1,8 \cdot 10^4$	$1,8 \cdot 10^5$	53,5
3	$3,9 \cdot 10^{-1}$	$3,9 \cdot 10$	$3,9 \cdot 10^3$	33,5
4	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^2$	26,8
5	$7,0 \cdot 10^{-8}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	7,0	21,4
6			$4,5 \cdot 10^{-1}$	17,8
7			$3,6 \cdot 10^{-2}$	15,3
8			$3,5 \cdot 10^{-3}$	13,4

Из таблицы ясно, что «надтепловые» электроны с  $T \sim 10^7\text{°K}$  и концентрацией порядка корональной не играют роли в излучении сантиметрового диапазона, поскольку на волнах  $\lambda < 10$  см оптическая толщина на  $\tau_{js} \ll 1$  и эффективная температура  $T_{\text{эфф}} \simeq T\tau_j < 10^4\text{°K}$ .

На дециметровых волнах (точнее, на  $\lambda > 25$  см) излучение электронов с  $T \sim 10^7\text{°K}$  становится существенным ( $T_{\text{эфф}} \geq 10^6\text{°K}$ ). Однако в этом диапазоне тормозное излучение удовлетворительно объясняет характеристики  $s$ -компоненты, хотя не исключено, что в некоторых случаях увеличение уровня дециметрового радиоизлучения фактически может быть связано с циклотронным излучением горячих электронов.

Более энергичные электроны — с температурой  $T \sim 10^8\text{°K}$  — дадут весьма существенный вклад в излучение на гармониках  $s \leq 8$ , т. е. на волнах  $\lambda \geq 13 \div 15$  см ( $T_{\text{эфф}} \geq 10^6\text{°K}$ ). Частотный спектр в этом случае имеет максимум на частоте, соответствующей  $s \simeq 6$  (где  $\tau \sim 1$ ), т. е. в поле  $H = 100$  э на волне  $\lambda_{\text{max}} \sim 20$  см. Величина  $T_{\text{эфф}}$  на  $\lambda \geq \lambda_{\text{max}}$  равна  $10^8\text{°K}$ . Однако такие высокие значения  $T_{\text{эфф}}$  никогда не регистрировались при наблюдении  $s$ -компоненты; с другой стороны, в настоящее время нет никаких указаний на существование в короне областей с кинетической температурой  $T \sim 10^8\text{°K}$ \*

Заметим, что максимум спектра может сместиться в область  $\lambda \sim (5 \div 10)$  см, где он фактически наблюдается, если магнитное поле в источнике  $H \sim 200 \div 400$  э (увеличивать концентрацию  $N$  выше  $10^8 \div 10^9$  см $^{-3}$  для той же цели вряд ли допустимо). Однако и после такого сдвига максимума сохранится основное противоречие с наблюдениями:  $T_{\text{эфф}} \sim 10^8\text{°K}$  в максимуме спектра.

Если горячие электроны занимают некоторый интервал высот, т. е. магнитное поле в источнике непостоянно, то легко видеть, что ситуация не изменится. В самом деле, поскольку оптическая толщина очень резко падает с номером гармоники, основной вклад в излучение в области  $\lambda < \lambda_{\text{max}}$ , т. е.  $\tau_{js} < 1$ , вносит гармоника с наименьшим номером, попадающая в указанный интервал высот. Это означает, что при  $\lambda < \lambda_{\text{max}}$  значительную роль может играть только тонкий нижний слой области генерации, где поле практически постоянно (но спектр, разумеется, имеет непрерывный характер). Следовательно, зависимость оптической толщины от  $\lambda$  в этом случае повторяет указанную в таблице  $\tau_{js}(\lambda)$ . Изменение  $\tau_{js}$  в области  $\lambda > \lambda_{\text{max}}$  не имеет значения, так как при этом (в рамках обсуждаемой схемы генерации)  $T_{\text{эфф}} = \text{const}$ .

\* Если до  $10^8\text{°K}$  прогрета только часть электронов в источнике, а большинство электронов имеет температуру  $10^6\text{°K}$ , то положение еще ухудшится. Уменьшение концентрации горячих электронов приведет к падению  $\tau_{js}$  и сдвигу максимума спектра в сторону более длинных волн.

3. Чтобы судить о роли синхротронного механизма в генерации s-компоненты, оценим энергию  $\mathcal{E}$  и концентрацию  $N_S$  релятивистских электронов, которые в магнитном поле  $H \sim 100$  э могли бы создать синхротронное излучение с максимумом частотного спектра на  $\lambda_{\max} \sim 2\pi c/\omega_{\max} \sim (3 \div 10)$  см и максимальным значением потока  $S_f \sim (1 \div 10) 10^{-22}$  вт·м·м<sup>-2</sup>·гц<sup>-1</sup> ( $T_{эфф} \sim 10^6$  °К).

Из формулы\*  $\omega_{\max} \simeq (1/2) \omega_H (\mathcal{E}/mc^2)^2$  [1] найдем энергию релятивистских электронов  $\mathcal{E} = \sqrt{4\pi m c^2/e \lambda_{\max} H mc^2} \simeq 7mc^2$ , т. е.  $\mathcal{E} \simeq 3,5$  Мэв.

При оценке  $N_S$  будем для простоты считать, что релятивистские электроны, занимающие объем  $V_S$ , излучают изотропно по всем направлениям. Тогда поток излучения на Земле

$$S_f = 2\pi N_S \frac{d\mathcal{E}_\omega}{dt} V_S \frac{1}{4\pi R_{C-3}^2},$$

где  $\frac{d\mathcal{E}_\omega}{dt}$  — энергия, излучаемая одним электроном в единицу времени

в единичном интервале частот  $\omega$ . Подставляя для оценок величину  $\frac{d\mathcal{E}_\omega}{dt}$

в максимуме спектра  $\left(\frac{d\mathcal{E}_\omega}{dt} \simeq 0,8 e^2 \omega_H / \pi c\right)$  [1], получим, что поток

$S_f \sim (1 \div 10) \cdot 10^{-22}$  вт·м·м<sup>-2</sup>·гц<sup>-1</sup> могут создать электроны, число которых составляет  $N_S V_S \sim (1 \div 10) \cdot 10^{27}$ . Если объем источника  $V_S \sim 10^{27}$  см<sup>3</sup>, то концентрация  $N_S \sim (1 \div 10)$  см<sup>-3</sup>.

Таким образом, для интерпретации типичных спектров локальных источников на основе синхротронного механизма необходимы релятивистские электроны с энергиями  $\mathcal{E} \sim (1 \div 10)$  Мэв и концентрацией  $N_S \sim (1 \div 10)$  см<sup>-3</sup>.

Однако форма спектра синхротронного излучения (и в особенности его большая ширина) не соответствует наблюдаемому у локальных источников при любом выборе энергетического спектра электронов; так, например, интенсивность синхротронного излучения отдельного электрона на волнах  $\lambda_{\max}/3$  и  $3\lambda_{\max}$  падает всего лишь на 10 и 25% от максимального значения, в то время как у локальных источников поток на  $\lambda = 9$  см (в максимуме спектра) может в 2—3 раза превышать поток на  $\lambda = 3$  см.

По предположению Гельфрейха, более узкий спектр с максимумом на волнах  $\lambda_{\max} \ll \lambda_m = (2\pi c/\omega_H)(mc^2/\mathcal{E})^2$  может реализоваться в случае, если в диапазоне  $\lambda \sim \lambda_m$  становится существенным поглощение из-за соударений в расположенных выше областях короны. Частотная зависимость при этом определяется функцией  $f(\lambda) = \sqrt{\lambda_m/\lambda} \exp(-2\lambda_m/3\lambda - \lambda^2/\lambda_{кр}^2)$  (где  $\lambda_{кр}$  — длина волны, на которой оптическая толщина для тормозного поглощения становится равной единице) с максимумом на волне  $\lambda_{\max} \simeq (\lambda_m \lambda_{кр}^2/3)^{1/3}$ . Отсюда следует, что при  $\lambda_{\max} \ll \lambda_m$  величина  $\lambda_{кр}$  должна быть меньше  $\lambda_{\max}$ , что налагает довольно существенные ограничения снизу на электронную концентрацию  $N$  верхней короны. При обычных значениях  $N$  в активных областях (см. [4, 12]) величина  $\lambda_{кр}$  составляет  $(25 \div 40)$  см. Следовательно, в локальных источниках с максимумом спектра на  $\lambda_{\max} \sim (5 \div 10)$  см концентрация  $N$  должна не ме-

\* Окружающая корональная плазма не меняет положение максимума спектра и полную энергию излучения. В самом деле, интервал  $\omega \lesssim \omega_L (\mathcal{E}/mc^2)$ , в котором существенно влияние плазмы на синхротронное излучение электрона [1], приходится на частоты  $\omega \ll \omega_{\max}$  (поскольку  $\omega_L (\mathcal{E}/mc^2) \ll (\omega_H/2) (\mathcal{E}/mc^2)^2$ ). Присутствие среды скажется только на  $\lambda > 60$  см.

нее чем на порядок превышать соответствующие значения в модели Ньюкирка [12].

Кроме того, синхротронное излучение системы релятивистских электронов с достаточно широким распределением скоростей по углам к магнитному полю ( $\Delta\varphi \gg mc^2/\mathcal{E}$ ) в основном линейно поляризовано [13-16]; степень круговой поляризации при этом не превышает  $mc^2/\mathcal{E}$  [14]; в нашем случае  $mc^2/\mathcal{E} \simeq 0,15$ . Деполяризация излучения вследствие эффекта Фарадея в солнечной короне приведет к исчезновению линейной поляризации в наблюдаемом излучении  $s$ -компоненты. Таким образом, синхротронный механизм не в состоянии объяснить высокие наблюдаемые значения степени поляризации (до 50% и выше) и характерную зависимость степени поляризации от частоты.

4. Общим недостатком обоих рассмотренных механизмов является отсутствие резкой верхней границы для эффективной температуры излучения. Как правило, на сантиметровых волнах  $T_{эфф} \leq (1-2) \cdot 10^6 \text{K}$ , т. е. не превышает кинетической температуры короны. Именно это обстоятельство является веским аргументом в пользу теплового происхождения  $s$ -компоненты. Кроме того, для существования локальных источников в течение одного-двух месяцев за счет энергичных электронов необходим постоянный источник подогрева или ускорения частиц\*.

Таким образом, в настоящее время мы не видим теоретических оснований для отказа от общепринятой схемы генерации  $s$ -компоненты.

Более того, последние затменные наблюдения пулковских радиоастрономов [17], которые выполнены, по-видимому, с большей точностью, чем предыдущие исследования [5, 8-10, 18], показали, что характер излучения центральной яркой области над пятном вполне согласуется с гипотезой о магнитотормозном происхождении. При наблюдениях [17], в частности, были получены небольшие высоты\*\* источников, связанных с пятнами:  $h \leq 0,01 R_{\odot}$  на волне  $\lambda \simeq 5 \text{ см}$ , что не противоречит представлению об излучении в области сильных магнитных полей (на низких гармониках гирочастоты). В этом случае одновременное существование гирочастоты). В этом случае одновременное существование зеемановского расщепления в линии  $H_{\alpha}$  и высоких эффективных температур радиоизлучения можно объяснить наличием неоднородностей температур в области сильных магнитных полей [17].

Таким образом, в настоящее время нет и экспериментальных оснований для отказа от циклотронного (в совокупности с тормозным) механизма радиоизлучения локальных источников, связанных с пятнами.

Что касается радиоизлучения «ореола» (гало), окружающего центральный источник над пятном, то, судя по изменчивости во времени, оно создается в оптически тонкой области ( $\tau \ll 1$ ) и зависит от изменения концентрации излучающих частиц. Однако на основании имеющихся сейчас данных в сантиметровом диапазоне нельзя сделать окончательный выбор между тормозным [2, 4] и синхротронным [17] механизмами.

Если из наблюдений будет установлено, что интенсивность ореола на высоких частотах, где  $\tau \ll 1$ , не зависит от частоты, то, как и предполагалось в [2, 4], повышенное излучение ореола представляет собой тепловое тормозное излучение корональных областей повышенной плотно-

\* В настоящей заметке обсуждается тепловое радиоизлучение типичного источника медленно меняющейся компоненты. В то же время несомненно, что энергичные электроны вносят вклад в сантиметровое излучение Солнца (главным образом, в виде кратковременных микроволновых всплесков).

\*\* Возможно, что ошибки в определении высоты источника по смещению радиоисточника относительно оптических образований связаны с перестройкой распределения радиояркосты по источнику при его движении по диску Солнца [4]. Вторая возможность заключается в недостаточно точном определении центра тяжести пятна. По данным [18] ошибка при измерении высоты указанным методом превышает 100%.

сти в центрах активности. При этом на более низких частотах (дециметровый диапазон), где связанная с соударениями оптическая толщина  $\tau \gg 1$ ,  $T_{эфф}$  ореола достигает значений  $\sim 10^6\text{K}$  и ореол сливается с центральной частью источника, имеющей примерно ту же температуру.

К сожалению, в настоящее время нет определенных сведений о частотном спектре ореола. Если окажется, что спектр ореола имеет подъем в сантиметровом диапазоне, то это будет аргументом против тормозного механизма излучения. В этом случае для интерпретации радиоизлучения ореола, возможно, придется привлечь энергичные электроны и объяснять излучение на основе, например, синхротронного механизма [17]. Значения  $T_{эфф} \sim 10^6\text{K}$  в дециметровом диапазоне тогда могут быть по-прежнему обусловлены тормозным излучением корональных электронов: синхротронное излучение на этих волнах сильно поглощается благодаря большой оптической толщине источника из-за соударений.

Автор выражает признательность В. В. Железнякову за обсуждение работы и Г. Б. Гельфрейху за замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Железняков Радиоизлучение Солнца и планет. изд. Наука, М., 1964.
2. В. В. Железняков, Астрон. ж., 39, 5 (1962), 40, 829 (1963)
3. Т. Какипума, G. Swarup, Astrophys. J., 136, 975 (1962).
4. Е. Я. Злотник, Астрон. ж., 45, 310 (1968), 45, 585 (1968)
5. Г. Б. Гельфрейх, Ш. Б. Ахмедов, В. Н. Боровик, В. Я. Гольнев, А. Н. Коржавин, В. Г. Нагнибеда, Н. Г. Петерова, Изв. ГАО, № 185 (1968)
6. Г. Б. Гельфрейх, Ш. Б. Ахмедов, В. Н. Боровик, В. Я. Гольнев, А. Н. Коржавин, В. Г. Нагнибеда, Н. Г. Петерова, Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по радиоастрономии, Рига, 1968, стр. 50.
7. М. А. Лифшиц, Тезисы докладов IV Всесоюзной конференции по радиоастрономии, Рига, 1968, стр. 33.
8. G. Swarup, T. Kakipuma, A. E. Covington, G. A. Harvey, R. F. Mul-laly, J. Rome, Astrophys. J., 137, 1251 (1963).
9. Д. В. Корольков, Н. С. Соболева, Г. Б. Гельфрейх, Изв. ГАО, 21, вып. 5, 81 (1960).
10. В. И. Иксанова, Изв. ГАО, 21, № 164, 62 (1960)
11. В. В. Железняков, В. Ю. Трахтенгерц, Астрон. ж., 42, 1005 (1965).
12. G. Newkirk, Astrophys. J., 133, 983 (1961).
13. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский, Происхождение космических лучей, изд. АН СССР, М., 1963
14. В. Н. Сазонов, В. Н. Цытович, Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика, 11, 1287 (1968).
15. D. V. Chang, L. Davis, Astrophys. J., 136, 567 (1962).
16. А. А. Корчак, Геомagnetизм и аэрономия, 3, 394 (1963)
17. Г. Б. Гельфрейх, А. Н. Коржавин, Г. Ф. Шемякин, сб. Результаты радиоастрономических наблюдений солнечного затмения 20 мая 1966 г., изд. Наука, М., 1969.
18. A. C. Riddle, Solar Phys., 6, 251 (1969).

Научно-исследовательский радиофизический институт  
при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
4 июля 1969 г.

#### THE SIGNIFICANCE OF ENERGETIC ELECTRONS IN GENERATION OF s-COMPONENT OF SOLAR RADIO EMISSION

*E. Ya. Zlotnik*

It is shown that the main characteristics of typical sources of s-component in the regions above the spots cannot be explained by synchrotron (at the higher harmonics of the gyro-frequency) radiation of relativistic electrons and gyro-frequency (at the intermediate harmonics) radiation of „over-thermal“ electrons in the active regions. It is noted that the idea of generation of radiation from local sources on the base of bremsstrahlung and gyro-frequency (at the lower harmonics of the gyro-frequency) mechanisms does not contradict the experimental data.