

## АСТРОНОМИЯ, АСТРОФИЗИКА И КОСМОЛОГИЯ

## О тормозном излучении ускоренных электронов в солнечных вспышках

Б. В. Сомов<sup>a</sup>, П. А. Грицык<sup>b</sup>*Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ),  
отдел физики Солнца. Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.**E-mail: <sup>a</sup> somov@sai.msu.ru, <sup>b</sup> pgritsyk@gmail.com*

Статья поступила 12.07.2011, подписана в печать 31.10.2011

Выполнен расчет спектра и поляризации тормозного излучения в жестком рентгеновском диапазоне, генерируемого нерелятивистскими ускоренными электронами во время вспышки на Солнце. Функция распределения ускоренных электронов взята из самосогласованного решения кинетического уравнения, учитывающего кулоновские столкновения и электрическое поле обратного тока в плазме. Показано, что вычисленная степень поляризации жесткого рентгеновского излучения значительно меньше, чем в упрощенных моделях толстой мишени без обратного тока.

*Ключевые слова:* Солнце, вспышки, ускоренные электроны, обратный ток, тормозное излучение, поляризация.

УДК: 52-655, 523.9-7, 523.985.3. PACS: 95.30.Gv, 96.60.qe, 96.60.Tf.

## Введение

Картина солнечной вспышки во всей ее многоликости и красоте — следствие первичного выделения энергии в пересоединяющем высокотемпературном турбулентном токовом слое (CL на схематическом рис. 1) [1]. Наличие нескольких каналов выделения энергии (быстрые течения плазмы, мощные потоки тепла, ускоренные частицы и излучение) определяет множество вторичных физических процессов, вызываемых вспышкой в атмосфере Солнца [2]. Пересоединенные линии магнитного поля вместе со «сверхгорячей» (электронная температура  $T_e \gtrsim 30$  МК) плазмой движутся из токового слоя в противоположные стороны со скоростями  $\sim 10^3$  км/с. Тепловое тормозное излучение электронов сверхгорячей плазмы образует движущиеся в короне два источника жесткого рентгеновского излучения [3]. Постепенно охлаждаясь, сверхгорячая плазма становится видимой в менее жестком рентгеновском излучении. На рис. 1 показана лишь часть области вспышки, а именно пересоединенные линии магнитного поля  $\mathbf{B}$ , движущиеся из токового слоя со скоростью  $\mathbf{V}_1$  вниз, в направлении к хромосфере (Ch) и фотосфере (Ph); N и S — пара солнечных пятен.

Электроны и протоны, ускоренные в токовом слое до энергий, намного превышающих тепловые энергии частиц в короне и хромосфере, порождают большие всплески излучения в жестком рентгеновском и гамма-диапазоне. При этом спектры нетеплового и теплового жесткого рентгеновского излучения частично перекрываются. Дополнительная трудность в интерпретации наблюдаемых спектров и пространственных распределений жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек возникает еще и из-за того, что некоторое количество быстрых тепловых электронов убегают из сверхгорячей плазмы вдоль пересоединенных линий магнитного поля через тепловой турбулентный фронт (TF на рис. 1), который движется со скоростью большей, чем скорость  $\mathbf{V}_1$  сверхгорячей плазмы.

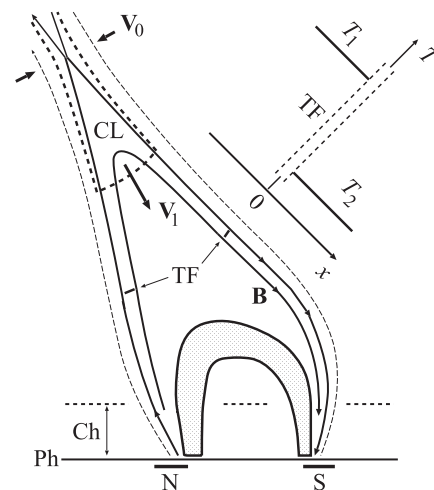


Рис. 1. Общая постановка задачи о быстрых электронах, убежавших из сверхгорячей плазмы с температурой  $T_1$  сквозь турбулентный фронт TF в более холодную плазму с температурой  $T_2$ . CL — высокотемпературный пересоединяющий токовый слой, источник энергии солнечной вспышки

Таким образом, суммарное жесткое рентгеновское излучение в области под турбулентным слоем, включая так называемые «яркие точки» в хромосфере, в основаниях вспышечных петель, складывается из двух компонент — нетепловой и тепловой.

В общем случае спектр и поляризация жесткого рентгеновского излучения — тонкие наблюдательные характеристики, аккуратный расчет которых необходим, чтобы судить о применимости той или иной модели ускорения электронов и их излучения. Расчет этих характеристик требует знания функции распределения и ее эволюции при распространении электронов вдоль трубок магнитного поля. Кинетическое описание потоков электронов в плазме короны и хромосферы Солнца с необходимостью должно учитывать кулоновские

столкновения с тепловыми электронами и протонами плазмы, а также электрическое поле обратного тока. Принципиальной особенностью соответствующих кинетических моделей является их двумерность в пространстве скоростей [4, 5] (см. также [6, гл. 4]). Это делает задачу очень трудной в математическом отношении.

В настоящей статье мы ограничимся рассмотрением нетеплового жесткого рентгеновского излучения, представляющего собой тормозное излучение нерелятивистских электронов, ускоренных в токовом слое и прошедших через сверхгорячую плазму и тепловой турбулентный фронт. В разд. 1 мы рассматриваем функцию распределения таких электронов, полагая, что именно они дают наибольший вклад в жесткое рентгеновское излучение в ярких точках, расположенных в основаниях вспышечных петель. В разд. 2 представлен расчет спектра и поляризации их излучения. В разд. 3 приведено обсуждение результатов и сформулированы выводы.

### 1. Функция распределения электронов

В используемой нами кинетической модели является заданной функция распределения электронов, вылетающих вперед из теплового турбулентного слоя (TF на рис. 1):

$$f_{if}(v, \theta, 0) = f_s(v, \theta) \Theta(v - v_{cr}), \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2. \quad (1)$$

Здесь  $v$  — скорость электронов,  $\theta$  — угол между вектором скорости  $\mathbf{v}$  и направлением магнитного поля,  $v_{cr}$  — критическая скорость, начиная с которой электроны беспрепятственно проникают через турбулентный фронт TF, который отделяет сверхгорячую ( $T_1 \gtrsim 10^8$  К) плазму источника от значительно более холодной плазмы ( $T_2 \gtrsim 10^6$  К в короне,  $T_2 \lesssim 10^4$  К в хромосфере). Будем называть такие электроны быстрыми вне зависимости от их природы. Электроны с меньшими скоростями остаются в источнике, т. е. в сверхгорячей плазме за тепловым турбулентным фронтом. Тета-функция  $\Theta(x) = 1$  при  $x \geq 0$  и  $\Theta(x) = 0$  при  $x < 0$ . Функция распределения электронов в источнике  $f_s(v, \theta)$  удовлетворяет обычному условию нормировки

$$\int f_s(v, \theta) d^3\mathbf{v} = n_1.$$

В общем случае  $f_s$  состоит из двух частей: тепловой и нетепловой. Первая описывает сверхгорячие электроны и обычно принимается в максвелловском виде [7]. Вторая часть, предназначенная для описания ускоренных электронов и используемая ниже, записывается в степенном виде по энергии [8]:

$$f_s(z, \mu) = c_1 n_1 z^{-\gamma} \Theta(z - z_1). \quad (2)$$

Здесь  $z = mv^2/2k_B T_1$  — отношение кинетической энергии быстрых электронов к тепловой энергии частиц сверхгорячей плазмы,  $\mu = \cos \theta$ , нормировочная постоянная

$$c_1 = \left( \frac{m}{2z_1 k_B T_1} \right)^{3/2} \left( \frac{2\gamma - 3}{4\pi} \right) z_1^\gamma.$$

Решение задачи зависит от двух безразмерных параметров:  $\tau = T_2/T_1$  — отношение температуры холодной

плазмы к температуре сверхгорячей плазмы,

$$\varepsilon = \frac{k_B T_1 E}{2\pi n_2 e^3 \ln \Lambda}$$

— отношение напряженности электрического поля обратного тока к напряженности поля Драйзера в холодной плазме. Общий вид решения, найденного в [9]:

$$f(z, \mu, \phi) = c_1 n_1 \left( z + 2\phi + \frac{1}{2\varepsilon(x)} \left[ \ln \frac{1+Y}{1-Y} - \ln \frac{1+\mu}{1-\mu} \right] \right)^{-\gamma}. \quad (3)$$

Здесь безразмерный потенциал электрического поля обратного тока

$$\phi = \int_0^s \varepsilon(s') ds', \quad (4)$$

безразмерная толщина

$$s = \frac{\pi e^4 \ln \Lambda}{(k_B T_1)^2} \int_0^l n_2(l') dl'$$

— отношение толщи (в см<sup>-2</sup>), на которую проникли электроны в «мишень» (т. е. в холодную плазму под TF), к толщине, соответствующей длине свободного пробега тепловых электронов в сверхгорячей плазме; безразмерное электрическое поле

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon(\phi), & \mu \geq 0, \\ \varepsilon(z\mu^2/2), & \mu < 0, \end{cases} \quad \text{sign } \mu = \begin{cases} +1, & \mu \geq 0, \\ -1, & \mu < 0, \end{cases}$$

функция

$$Y = \text{sign } \mu (\mu^2 + 2\phi/z)^{1/2} (1 + 2\phi/z)^{-1/2}.$$

Отметим, что в работе [8] также решалась задача о нетепловых убегающих электронах, имеющих степенной спектр. Найденная там функция распределения электронов имеет вид, похожий на (3), но является менее точной. С целью увеличения точности расчета характеристик излучения мы используем в следующем разделе функцию распределения, полученную в [9].

### 2. Жесткое рентгеновское излучение

Рассчитаем спектр и поляризацию жесткого рентгеновского излучения ускоренных электронов в солнечной вспышке, функция распределения которых задана решением (3). Пусть  $\mathcal{E}_\nu = h\nu/k_B T_0$  — безразмерная энергия излучаемых фотонов жесткого рентгеновского излучения,  $\vartheta$  — угол между его волновым вектором  $\mathbf{k}$  и скоростью электрона  $\mathbf{v}$ . Тогда дифференциальные сечения тормозного излучения рентгеновских фотонов, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости  $(\mathbf{v}, \mathbf{k})$ , имеют вид [10]

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\parallel}}{\partial \Omega \partial (h\nu)} = C(A + B \sin^2 \vartheta) \sigma_0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\perp}}{\partial \Omega \partial (h\nu)} = CA \sigma_0, \quad (6)$$

где

$$A(z, \mathcal{E}_\nu) = \frac{z - \mathcal{E}_\nu/2}{\sqrt{z(z - \mathcal{E}_\nu)}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z - \mathcal{E}_\nu}}{\sqrt{z} - \sqrt{z - \mathcal{E}_\nu}} - 1,$$

$$B(z, \varepsilon_\nu) = \frac{(3/2)\varepsilon_\nu - z}{\sqrt{z(z - \varepsilon_\nu)}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z - \varepsilon_\nu}}{\sqrt{z} - \sqrt{z - \varepsilon_\nu}} + 3,$$

$$C(z, \varepsilon_\nu) = \frac{1}{z\varepsilon_\nu} \frac{1 - \exp\left(-2\pi\alpha c \sqrt{m/2z k_B T_0}\right)}{1 - \exp\left(-2\pi\alpha c \sqrt{m/2(z - \varepsilon_\nu) k_B T_0}\right)},$$

$$\sigma_0 = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{mc^2}{k_B T_0} \frac{r_0^2}{k_B T_0},$$

$\alpha = e^2/\hbar c$  — постоянная тонкой структуры,  $r_0 = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона,  $T_0$  — температура плазмы, в которой тормозятся ускоренные электроны. Она равна  $T_2$  при расчете излучения электронов, убежавших из сверхгорячей плазмы и теряющих свою энергию в корональной части вспышки, т.е. в непосредственной близости под турбулентным фронтом TF (рис. 1). Здесь тормозятся и излучают ускоренные электроны, обладающие наименьшей кинетической энергией. Электроны с большей энергией проникают в более глубокие слои атмосферы Солнца, в хромосферу, включая глубины, на которых формируется оптическое излучение вспышки (см. [2]). Напомним, что в формулах (5) и (6)  $z = mv^2/2k_B T_1$  — отношение кинетической энергии быстрых электронов к тепловой энергии частиц сверхгорячей плазмы.

Пусть МЕ — мера эмиссии источника жесткого рентгеновского излучения во вспышке на Солнце. Для проектирования новых спектрополяриметров жесткого рентгеновского излучения необходимо знать ожидаемые дифференциальные спектры потока фотонов через единичную площадку эффективной площади детектора в единицу времени в единичном интервале энергий. Пусть  $I_{\parallel}$  и  $I_{\perp}$  — соответствующие потоки рентгеновского излучения с поляризацией в плоскости, образованной лучом зрения и линиями магнитного поля (т.е. осью симметрии потока электронов), на расстоянии  $R$  от Солнца. Для спектрополяриметров без пространственного разрешения (см., например, [11, 12]) диаграмма направленности прибора больше телесного угла, под которым виден источник жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки с космического аппарата на орбите Земли. Поскольку ожидаемая степень поляризации очень мала, именно такими спектрополяриметрами придется ограничиться в ближайшем будущем, чтобы измерить ее достоверным образом. С учетом этого обстоятельства, согласно [13], имеем следующие формулы для расчета упомянутых выше потоков:

$$\frac{I_{\perp} + I_{\parallel}}{I_0} = 8 \int_{\varepsilon_\nu}^{\infty} AC \left( \int_0^{\infty} L_0(z, \phi) d\phi \right) z dz +$$

$$+ \frac{8}{3} \int_{\varepsilon_\nu}^{\infty} BC \left( \int_0^{\infty} L_0(z, \phi) d\phi \right) z dz +$$

$$+ \frac{12 \sin^2 \psi - 8}{15} \int_{\varepsilon_\nu}^{\infty} BC \left( \int_0^{\infty} L_2(z, \phi) d\phi \right) z dz, \quad (7)$$

$$\frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_0} = -\frac{4}{5} \sin^2 \psi \int_{\varepsilon_\nu}^{\infty} BC \left( \int_0^{\infty} L_2(z, \phi) d\phi \right) z dz. \quad (8)$$

Здесь  $\psi$  — угол между лучом зрения (направлением из источника излучения на наблюдателя) и направлением распространения потока ускоренных электронов (см. [5, рис. 2]);  $\phi$  — безразмерный потенциал электрического поля обратного тока, определяемый формулой (4);  $L_0 = L_0(z, \phi)$  и  $L_2 = L_2(z, \phi)$  — коэффициенты разложения функции распределения (3) в ряд по полиномам Лежандра  $P_n(\mu)$ . Величина, пропорциональная плотности потока излучения

$$I_0 = \frac{\alpha}{8\pi^2} \left(\frac{r_0}{R}\right)^2 \left(\frac{mc^2}{2\pi k_B T_0}\right)^{1/2} \frac{c}{k_B T_0} \text{МЕ},$$

имеет размерность, равную числу фотонов  $\cdot \text{кэВ}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$ . В формуле (7) выражение в круглых скобках является безразмерным.

Мера эмиссии МЕ источника жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек изменяется в очень широком диапазоне, что накладывает ограничения на эффективную площадь детектора спектрополяриметра и его чувствительность [11]. В настоящей статье мы ограничиваемся частным теоретическим вопросом о свойствах жесткого рентгеновского излучения, формируемого на разных глубинах проникания ускоренных электронов в солнечную плазму, расположенную под турбулентным слоем. На рис. 2 представлен пример численного расчета дифференциального спектра потока фотонов жесткого рентгеновского излучения  $I = I_{\perp} + I_{\parallel}$ , генерируемого в единичном объеме плазмы вблизи границы мишени (т.е. при малых толщах  $s$  плазмы или, что то же самое, при малых значениях потенциала  $\phi$ ) при значениях угла  $\psi = \pi/2$  и  $\psi = \pi/4$  для степенного спектра инжекции ускоренных электронов с показателем наклона  $\gamma = 4$ .

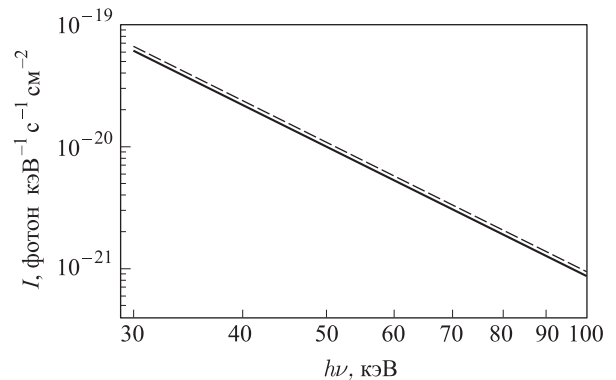


Рис. 2. Спектры жесткого рентгеновского излучения, генерируемого в единичном объеме источника вблизи границы мишени, т.е. непосредственно под турбулентным фронтом TF, при различных значениях угла  $\psi$  между лучом зрения и направлением распространения потока ускоренных электронов

Спектр излучения, как и ожидалось, имеет степенной вид, причем показатель его наклона  $\varphi \approx 3.5$ . Одномерная по скоростям классическая модель Сыроватского и Шмелевой для толстой мишени без обратного тока [14, 15], разумеется, предсказывает иной показатель наклона спектра излучения при малых толщах, т.е. в пределе тонкой мишени (см. [15, разд. 3.6.1])

$$\varphi_{\text{thin}} = \gamma_{ss} + 1. \quad (9)$$

Здесь  $\gamma_{ss}$  — показатель наклона дифференциально-энергетического спектра *потока* инжектируемых ( $s = 0$ ) быстрых электронов, т. е.

$$vn_b(v, 0) \sim \mathcal{K}^{-\gamma_{ss}} \sim \mathcal{K}^{1/2} \mathcal{K}^{-\gamma} \sim \mathcal{K}^{-(\gamma-1/2)},$$

где  $\mathcal{K} = mv^2/2$  — кинетическая энергия электронов, которые предполагаются нерелятивистскими,  $n_b(v, 0)$  — их концентрация в пучке на границе мишени. Таким образом, показатель  $\gamma_{ss}$  отличается от нашего показателя наклона дифференциального спектра *плотности* электронов (2) на  $1/2$ , а именно

$$\gamma_{ss} = \gamma - 1/2. \quad (10)$$

В рассматриваемом примере  $\gamma_{ss} = 3.5$  и, следовательно,  $\varphi_{\text{thin}} = 4.5$ . Таким образом, при малых толщах наша модель сильно отличается от классической модели тонкой мишени без обратного тока, предсказывающей очень мягкий спектр фотонов. Очевидно, это отличие связано с большим воздействием электрического поля обратного тока на летящие вперед электроны (2). В значительном количестве электроны поворачивают назад и возвращаются в источник. Характерно, что в отличие от одномерных по скоростям моделей этот процесс в нашей модели сопровождается минимальными потерями энергии (см. [6, разд. 4.5.4(d)]).

При интерпретации наблюдений солнечных вспышек в жестком рентгеновском диапазоне с достаточным пространственным, временным и спектральным разрешением, в принципе, можно было бы предположить, что еще при относительно малых толщах плазмы, например в корональных источниках жесткого рентгеновского излучения, мишень уже становится толстой в области самых низких энергий ускоренных электронов [16]. В случае толстой мишени показатель наклона спектра излучения [15]

$$\varphi_{\text{thick}} = \gamma_{ss} - 1. \quad (11)$$

Следовательно, в рассматриваемом примере  $\varphi_{\text{thick}} = 2.5$ . Таким образом, спектр излучения в области низких энергий, вычисленный в классической модели толстой мишени, был бы на единицу в показателе наклона более жестким, чем спектр, рассчитанный в нашей модели при малых толщах, т. е.  $\varphi \approx 3.5$ . Важно и то, что столь низкие энергии электронов, при которых корональный источник излучения можно было бы рассматривать в приближении толстой мишени, не могут проникнуть через тепловой турбулентный фронт [9].

На рис. 3 показаны спектры излучения, рассчитанные нами также для единичного объема источника излучения, но расположенного на различных глубинах проникания ускоренных электронов в мишень. Видно, что с глубиной спектр становится менее крутым, т. е. более жестким. На глубине, где безразмерный потенциал  $\phi = 1.8$ , показатель наклона спектра жесткого рентгеновского излучения  $\varphi \approx 2.7$  лишь незначительно превышает показатель наклона в модели толстой мишени  $\varphi_{\text{thick}} = 2.5$ . Это означает, что при больших толщах вещества, где электрическое поле становится пренебрежимо малым, наша модель асимптотически выходит на классическую модель толстой мишени без обратного тока [14, 15].

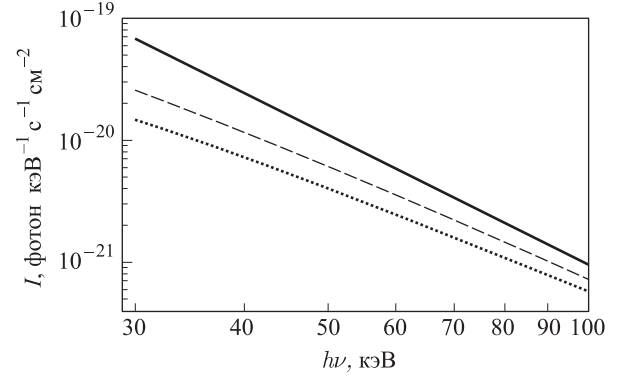


Рис. 3. Спектры жесткого рентгеновского излучения из единичного объема источников, расположенных на различных глубинах  $\phi$  в мишени при угле  $\psi = \pi/2$ :  $\phi = 0$  — сплошная линия, наклон спектра  $\varphi \approx 3.5$ ;  $\phi = 1$  — большая пунктирная линия,  $\varphi \approx 2.9$ ;  $\phi = 1.8$  — малая пунктирная линия  $\varphi \approx 2.7$

Поляризация жесткого рентгеновского излучения определяется выражением

$$P = \frac{I_{\perp} - I_{\parallel}}{I_{\perp} + I_{\parallel}}. \quad (12)$$

Поляризация, вычисленная в двумерной по скоростям модели толстой мишени с обратным током [9] и представленная на рис. 4, положительна и принимает очень маленькие значения. Это связано со слабой анизотропией функции распределения (3) быстрых электронов. Наибольшие значения поляризации  $\sim 3\%$  достигаются при наименьших значениях энергии фотонов, с ростом энергии величина поляризации монотонно уменьшается. При уменьшении угла  $\psi$  между лучом зрения и направлением распространения потока быстрых электронов, т. е. осью  $x$  на рис. 1, величина поляризации тоже уменьшается.

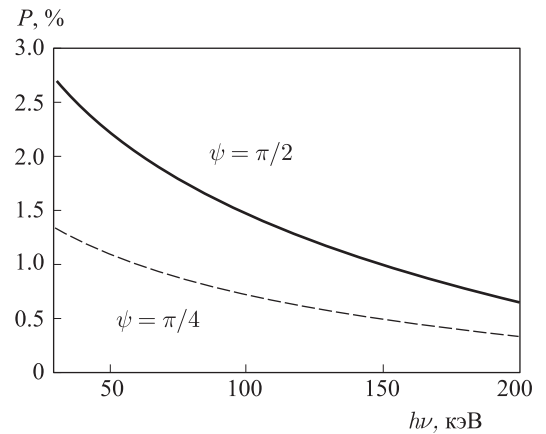


Рис. 4. Поляризация жесткого рентгеновского излучения вблизи границы мишени в зависимости от энергии при различных значениях угла  $\psi$

### 3. Обсуждение результатов

Еще в пионерских работах [17–19] было показано на уровне простых оценок, что учет обратного тока, который компенсирует электрический ток, несомый потоком ускоренных электронов, совершенно необходим. Действительно, при его отсутствии пучки ускоренных

электронов порождали бы неприемлемо большие электрические токи ( $\gtrsim 10^{17}$  А) и соответственно гигантские магнитные поля, которые в солнечных вспышках не наблюдаются [20, 21]. Современные наблюдения также косвенным образом подтверждают существенную роль обратного тока. Однако необходима разумная осторожность при доказательстве этого утверждения.

В работе [22] на примере двух вспышек (24 октября 2003 г. и 13 июля 2005 г.) рассмотрен вопрос об интерпретации наблюдаемых спектров коронального и хромосферного источников жесткого рентгеновского излучения. Если предположить, что один и тот же поток быстрых электронов с наклоном спектра инжекции  $\gamma_{ss}$  порождает и корональный (cor), и хромосферный (ch) источники жесткого рентгеновского излучения [16], то, согласно (10) и (11), соответствующие показатели наклона спектров излучения в рамках классической модели толстой мишени были бы равны

$$\varphi_{\text{cor}} = \varphi_{\text{thin}} = \gamma_{ss} + 1 \quad \text{и} \quad \varphi_{\text{ch}} = \varphi_{\text{thick}} = \gamma_{ss} - 1,$$

а их разность

$$\delta\varphi = \varphi_{\text{thin}} - \varphi_{\text{thick}} = 2. \quad (13)$$

В упомянутых выше вспышках эта разность оказалась больше 2. По мнению авторов [22], это означает, что существует дополнительный (по отношению к кулоновским потерям энергии) механизм, который делает спектр электронов более жестким по мере проникания в глубь мишени. Авторы [22] считают, что таким механизмом в рассматриваемых ими двух вспышках является электрическое поле обратного тока. В пользу этого утверждения они приводят некоторые расчеты.

Заметим, однако, что, согласно нашим расчетам, приведенным на рис. 3, с учетом электрического поля обратного тока, разность показателей наклона спектров излучения

$$\delta\varphi = \varphi_{\text{cor}} - \varphi_{\text{ch}} \approx 1, \quad (14)$$

заведомо меньше 2. Рассмотрим, с чем связано это противоречие.

С одной стороны, авторы [22] делают такие же предположения, что и в нашей работе [9]. В обеих работах предполагается, что электрическое поле обратного тока может быть найдено из классического закона Ома

$$E(x) = j(x)/\sigma(x). \quad (15)$$

Здесь  $\sigma$  — классическая проводимость плазмы в короне и хромосфере, которая определяется исключительно кулоновскими столкновениями. Это означает также, что токовая скорость электронов обратного тока недостаточно высока для возбуждения турбулентности вне турбулентного фронта.

В обеих работах предполагается, что прямой ток потока быстрых электронов полностью сбалансирован током обратным  $j_{rc}$ , т. е.

$$|j_{dc}(x)| = j_{rc}(x) \equiv j(x). \quad (16)$$

Это означает, что очень быстрый процесс генерации обратного тока [23] успевает уравновесить прямой ток за время, сравнимое с периодом плазменных колебаний, которое в рассматриваемых нами условиях много меньше времени кулоновских столкновений.

С другой стороны, и в этом главная причина противоречия, в работе [9] прямой ток, переносимый ускоренными электронами,

$$j_{dc}(x) = e \int f(v, \theta, x) v \cos \theta d^3v, \quad (17)$$

вычисляется через функцию распределения  $f(v, \theta, x)$ , которая является решением двумерной в пространстве скоростей, самосогласованной кинетической задачи (см. разд. 1). Вместо этого в работе [22] для расчета прямого тока используется приближенная процедура, основанная на одномерной по скоростям, приближенной модели толстой мишени [24]. Последняя базируется на средней скорости потерь энергии [25] электронов в мишени без учета их углового рассеяния. Однако для электронов нельзя пренебречь рассеянием по сравнению с регулярными потерями энергии при кулоновских столкновениях (см. [6, § 4.2]). В то же время приближенный учет рассеяния [26] с помощью средней скорости рассеяния [25] дает слишком грубое описание поведения быстрых электронов в мишени, применимое лишь при очень малых толщах [4] (см. также [6, рис. 4.2]). Следовательно, оно не применимо к модели толстой мишени.

Таким образом, можно сделать два вывода. Во-первых, чтобы рассчитать самосогласованным образом электрическое поле обратного тока и его влияние на процесс распространения в атмосфере Солнца быстрых электронов с учетом их кулоновских столкновений с тепловыми частицами плазмы, нельзя ограничиться простыми моделями, которые принимают во внимание средние скорости изменения энергии и рассеяния для быстрых электронов, но пренебрегают дисперсией средних значений. Необходимо аккуратно решать соответствующую двумерную по скоростям кинетическую задачу [7–9]. Это особенно важно при расчете таких чувствительных характеристик, как спектр и поляризация тормозного излучения быстрых электронов с целью их диагностики на основе будущих космических наблюдений Солнца в жестком рентгеновском диапазоне.

Во-вторых, найденное в двух вспышках значение разности показателей наклона спектров излучения коронального и хромосферного источников  $\delta\varphi = \varphi_{\text{cor}} - \varphi_{\text{ch}} > 2$  не связано с электрическим полем обратного тока, как это утверждается в работе [22] на основе приближенной модели, одномерной по скоростям. Очень мягкий спектр жесткого рентгеновского излучения коронального источника, регистрируемый в этих вспышках, по-видимому, обусловлен тем, что вклад теплового тормозного излучения высокотемпературной (сверхгорячей) плазмы в полное излучение коронального источника в целом не является малым. Очевидно, необходимо более высокое (по сравнению с телескопом на спутнике RHESSI [3]) пространственное разрешение жесткого рентгеновского телескопа, чтобы отделить область, расположенную в короне ниже турбулентного теплового фронта, от области сверхгорячей плазмы. Кроме того, при интерпретации излучения коронального источника следует иметь в виду возможность эффективного нагрева плазмы бетатронным механизмом в коллапсирующих магнитных ловушках на пересоединенных линиях магнитного поля [27, 28].

Величина поляризации жесткого рентгеновского излучения ускоренных электронов, рассчитанная нами с учетом электрического поля обратного тока, на порядок меньше, чем в упрощенной модели толстой мишени [26]. Значения степени поляризации  $\gtrsim 30\%$  были характерны для первых измерений поляризации на космических аппаратах «Интеркосмос-1, 4, 7, 11». Полученные тогда наблюдательные данные имели ошибки измерения, сравнимые с регистрируемыми величинами (см. обзор в [11, 12]).

Согласно нашим расчетам, величина поляризации принимает значения  $\lesssim 3\%$ . Это связано с тем, что электрическое поле обратного тока заставляет большое число быстрых электронов двигаться назад, в направлении, противоположном к направлению инжекции и распространения ускоренных электронов. В результате функция распределения быстрых электронов становится почти изотропной. Как следствие направленность жесткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках и его поляризация очень малы. Она заметно ниже, чем в двумерных по скоростям столкновительных моделях без обратного тока [13].

Строго говоря, полученный результат справедлив для глубин в мишени, где электрическое поле обратного тока  $\varepsilon \gg 1$ . На больших глубинах функция распределения должна переходить к виду, который она имеет в двумерной по скоростям столкновительной модели [13]. Однако число быстрых электронов на этих глубинах значительно меньше начального. Поэтому главный вклад в поляризацию излучения дают электроны вблизи от их источника. При этом степень поляризации почти не зависит от толщи [8].

### Заключение

Предложенный в настоящей работе подход к расчету характеристик жесткого рентгеновского излучения позволяет с высокой степенью точности строить спектры излучения и находить величину поляризации для различных значений показателя наклона энергетического спектра инжекции ускоренных электронов и различных расстояний от области ускорения частиц. Ключевой особенностью расчета является двумерное по скоростям кинетическое описание потоков быстрых электронов, учитывающее электрическое поле обратного тока, которое существенно влияет на характеристики излучения. Вычисленная степень поляризации жесткого рентгеновского излучения на порядок величины меньше, чем в упрощенных моделях толстой мишени, и заметно меньше, чем в двумерных по скоростям столкновительных моделях без обратного тока.

Полученные в работе результаты могут быть использованы для проверки применимости используемой нами модели толстой мишени с обратным током на основании данных будущих космических наблюдений солнечных вспышек в жестком рентгеновском диапазоне. В свою очередь наша модель позволит определить параметры инжектируемых в мишень быстрых электронов, что

необходимо для понимания физики процессов ускорения частиц в солнечных вспышках.

Авторы благодарят рецензента за полезные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 08-02-01033-а, 11-02-00843-а).

### Список литературы

1. *Somov B.V.* Plasma Astrophysics. Pt II. Reconnection and Flares. N. Y., 2006.
2. *Somov B.V.* Physical Processes in Solar Flares. Dordrecht; L., 1993.
3. *Sui L., Holman G.D., Dennis B.R.* // *Astrophys. J.* 2004. **612**. P. 546.
4. *Сомов Б.В.* // XII Ленинградский семинар по космофизике «Комплексное изучение Солнца» / Под ред. В. А. Дергачева, Г. Е. Кочарова. Л., 1982. С. 6.
5. *Скрынников Ю.И., Сомов Б.В.* // XII Ленинградский семинар по космофизике «Комплексное изучение Солнца» / Под ред. В. А. Дергачева, Г. Е. Кочарова. Л., 1982. С. 72.
6. *Somov B.V.* Plasma Astrophysics. Pt I. Fundamentals and Practice. N. Y., 2006.
7. *Diakonov S.V., Somov B.V.* // *Solar Phys.* 1988. **116**. P. 119.
8. *Litvinenko Yu.E., Somov B.V.* // *Solar Phys.* 1991. **131**. P. 319.
9. Грицык П. А., Сомов Б. В. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 5. С. 56.
10. *Elwert G., Haug E.* // *Solar Phys.* 1970. **15**. P. 234.
11. *Tindo I.P., Somov B.V.* // *Publ. Debrecen Heliophysical Observatory.* 1977. **3**. P. 31.
12. *Сомов Б.В., Тиндо И.П.* // Космические иссл. 1978. **16**. С. 686.
13. *Nocera L., Skrynnikov Yu.I., Somov B.V.* // *Solar Phys.* 1985. **97**. P. 81.
14. *Сыроватский С.И., Шмелева О.П.* // *Астрон. журн.* 1972. **49**. С. 334.
15. *Сомов Б.В., Сыроватский С.И.* // *Успехи физ. наук.* 1976. **120**. С. 217.
16. *Wheatland M.S., Melrose D.B.* // *Solar Phys.* 1995. **158**. P. 283.
17. *Hoing P., Brown J.C., Beek H.F. van* // *Solar Phys.* 1976. **48**. P. 197.
18. *Knight J.W., Sturrock P.A.* // *Astrophys. J.* 1977. **218**. P. 306.
19. *Emslie A.G.* // *Astrophys. J.* 1980. **235**. P. 1055.
20. *Gopasyuk S.I.* // *Adv. Space Res.* 1990. **10**, N 9. P. 151.
21. *Goff C.P., Matthews S.A., Driel-Gesztelyi L. van et al.* // *Astron. Astrophys.* 2004. **423**. P. 363.
22. *Battaglia M., Benz A.O.* // *Astron. Astrophys.* 2008. **487**. P. 337.
23. *Oord G.H.J. van den* // *Astron. Astrophys.* 1990. **234**. P. 496.
24. *Brown J.C.* // *Solar Phys.* 1971. **18**. P. 489.
25. *Снутцер Л.* Физика полностью ионизованного газа. М., 1965.
26. *Brown J.C.* // *Solar Phys.* 1972. **26**. P. 441.
27. *Сомов Б.В., Богачев С.А.* // *Письма в Астрон. журн.* 2003. **29**. С. 701.
28. *Богачев С.А., Сомов Б.В.* // *Письма в Астрон. журн.* 2007. **33**. С. 62.

**On bremsstrahlung radiation of accelerated electrons in solar flares****B. V. Somov<sup>a</sup>, P. A. Gritsyk<sup>b</sup>***P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.**E-mail: <sup>a</sup> somov@sai.msu.ru, <sup>b</sup> pgritsyk@gmail.com.*

We have calculated the spectrum and polarization of bremsstrahlung hard X-ray radiation which is generated by nonrelativistic electrons accelerated during a solar flare. The distribution function of accelerated electrons was taken from the self-consistent solution of the kinetic equation which takes into account the Coulomb collisions and the reverse-current electric field in plasma. It is shown that the calculated polarization of hard X-ray radiation is remarkably smaller than that in simplified models of thick target without reverse current.

*Keywords:* Sun, flares, accelerated electrons, reverse current, bremsstrahlung emission, polarization.

*PACS:* 95.30.Gv, 96.60.qe, 96.60.Tf.

*Received 12 July 2011.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 1(2012).

**Сведения об авторах**

1. Сомов Борис Всеволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом;  
тел.: (495) 939-16-44, e-mail: somov@sai.msu.ru, somov-boris@mail.ru.

2. Грицык Павел Александрович — инженер 1-й кат.; тел.: +7-916-932-49-36, e-mail: pgritsyk@gmail.com.